

1995/10

035

Tese de Doutorado

**Produção Inclusiva de Bottom em
Colisões $p\bar{p}$ a $\sqrt{s} = 1,8$ TeV
na Região Central do Detector DØ**

Vitor Oguri

035/10

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas
Rio de Janeiro — agosto de 1995



À Lucia, Anita e Pedro.

Agradecimentos

Ao Mestre e amigo Prof. Alberto Santoro por sua orientação, por seu contagiante entusiasmo, pelo constante incentivo e pela confiança em mim depositada. A ele agradeço ainda ter me proporcionado as condições básicas para a realização deste trabalho.

A todos os membros da Colaboração Internacional DØ, que direta, ou indiretamente, contribuíram para a realização de meu trabalho de tese. Em particular, a Alberto Santoro, Moacyr Souza, Arthur Maciel, Gilvan Alves e Guilherme Lima, do LAFEX/CBPF, a Kamel Bazzizi e Thorsteiny Huehn (Universidade da Califórnia, Riverside), todos com quem tive o prazer de colaborar diretamente durante os dois anos e meio em que estive no Fermilab. Em especial, agradeço, também, aos líderes do *B Physics Group* da Colaboração, Dan Green, Dave Hedin, Andrej Zieminski, pelas constantes críticas e sugestões, pelo incentivo e excelente clima de discussão científica que encontrei em todas as reuniões e seminários do Grupo. Aos colegas Mike Fortner, John Butler, Tom Diehl, Kamel Bazzizi, Ken Johns e Mary Ann Cummings responsáveis por várias tarefas específicas das quais participei desde a minha chegada ao Fermilab, por tudo que aprendi com eles. Aos colegas de *shift*, Chris Murphy, Cecilia Gerber, John Balderston, Dave Fein e Guilherme Lima pelas discussões de física nos locais e horários mais estranhos possíveis.

A Paul Grannis, Gene Fisk, Jeff Appel e Roy Rubinstein, pelo encorajamento e pelo inestimável suporte que me deram, sem o qual a minha estadia no Fermilab não teria sido tão agradável e proveitosa.

Ao amigo Francisco Caruso, grande incentivador, por ter criado na UERJ o Departamento de Física Nuclear e Altas Energias (DFNAE) e nele um Grupo de Física de Altas Energias do qual faço parte desde o início. A ele deixo meu agradecimento pelo apoio que me deu durante todo o período em que foi chefe do DFNAE. Não posso deixar

também de agradecer o apoio que tive da Direção do Instituto de Física, através do Prof. José Ricardo Arruda e da Profa. Nádia Lima Caruso, e dos Sub-Reitores de Pós-Graduação e Pesquisa da UERJ — em ocasiões distintas — Profs. Reinaldo Guimarães e Roberto Bezzerá. A todos os colegas da UERJ que me ajudaram de diversas maneiras durante a elaboração da tese, em especial a Arnaldo Santiago, Gerson Pech, Mordka Szajnberg, José de Sá Borges e Pedro von Ranke.

Aos colegas do LAFEX e à Myriam Simões Coutinho, da CFC, pelo ambiente de camaradagem que encontrei no CBPF.

A minha família pela compreensão, apoio e estímulo que sempre me deram, inclusive nos momentos mais difíceis desta caminhada, não tenho palavras para agradecer. Aos meus pais por todo o incentivo que sempre recebi durante a minha vida.

Por último, mas não menos importante, os agradecimentos institucionais: a UERJ, pela licença concedida durante o período de permanência no exterior, ao FERMILAB pelo apoio recebido e ao CBPF pelas ótimas condições que me permitiram concluir minha análise e redação da tese.

Resumo

Determina-se a seção de choque de produção inclusiva de quarks b provenientes de colisões $p\bar{p}$ a energia de 1,8 TeV, no acelerador Tévatron do Fermilab, a partir da seção de choque de produção inclusiva de múons coletados nos anos de 1992-1993 no detector DØ.

As análises foram realizadas na região central do detector, onde as componentes da eficiência global de detecção de múons foram estimadas a partir de um gerador pseudo-aleatório de eventos (ISAJET) resultantes de colisões hadrônicas, de dados provenientes de raios cósmicos e a partir da própria amostra de múons resultante das colisões $p\bar{p}$ inelásticas.

A seção de choque de produção de quarks b obtida revela que previsões baseadas na teoria das interações fortes (QCD), em aproximações de ordem superior (NLO), descrevem satisfatoriamente a produção de quarks pesados, na região cinemática correspondente ao intervalo de rapidez $|y| < 1,0$ (correspondente a parte central do detector) e momentum no plano perpendicular ao feixe maior que 6,0 GeV.

Abstract

The inclusive b -quark cross section at center of mass energy of 1.8 TeV, at the Fermilab Tevatron $p\bar{p}$ Collider, is determined from the inclusive muon cross section, with data taken during 1992-1993 at DØ detector.

The analyses were realized in the detector central region. The global efficiency components were estimated from the pseudo-random event generator ISAJET, from cosmic ray data and from DØ muon data itself.

The b -quark cross section seems to be well described by next to leading order (NLO) QCD prediction for the rapidity $|y| < 1.0$ and transverse momentum greater than 6.0 GeV kinematical region.

Índice

1	Introdução	1
2	Produção de Bottom	9
2.1	Modelo a Partons	10
2.2	Processos Inclusivos	15
2.3	Simulação de Eventos	17
2.4	Produção de Múons	21
2.5	Rapidez	26
2.6	Seções de Choque	29
3	O Detector DØ	32
3.1	Detector Central	34
3.2	Calorímetro	37
3.3	Sistema de Múons	42
3.4	Trigger e Aquisição de Dados	47
3.4.1	Trigger Geral de Nível 1	48

3.4.2	Trigger Geral de Nível 2	55
3.5	DØ Software	56
4	A Análise de Dados : A Seção de Choque de Produção Inclusiva de Quarks b	58
4.1	Seleção de eventos	58
4.2	Identificação de múons	59
4.3	Qualidade dos múons	61
4.4	Eficiências	63
4.5	Background de raios cósmicos	67
4.6	Seções de choques de múons	68
4.7	Seção de choque de produção de quarks b	78
5	Conclusões e Perspectivas	80
A	Colaboração DØ	83
B	Rapidez e Transformações de Lorentz	86

Figuras

1.1	Esquema do Tévatron do Fermilab.	5
2.1	Colisão $p\bar{p}$ Inelástica no Modelo à Partons	11
2.2	Exemplos de processos em α_s^2 (a) e α_s^3 (b).	12
2.3	Constante de acoplamento forte α_s medida pela colaboração DØ. A curva representa o cálculo teórico em NLO para $\Lambda_{QCD} = 140$ MeV.	14
2.4	Funções de Peterson para quarks b e quarks c	20
2.5	Decaimento semi-leptônico de um méson B ($b\bar{q}$) no modelo espectador.	21
2.6	Processos do tipo Drell-Yan.	24
2.7	Coordenadas polar (θ) e azimutal (ϕ) no detector DØ.	27
2.8	Regiões típicas do detector em termos da pseudo-rapidez, η , do ângulo polar, θ e do ângulo azimutal, ϕ	28
3.1	O Detector DØ.	33
3.2	Corte Lateral do Detector Central (CD) do DØ.	35
3.3	O Calorímetro do DØ.	38
3.4	Célula básica do calorímetro do DØ.	39
3.5	Corte Lateral do Detector DØ.	44

3.6	Espessura do detector $D\emptyset$ em unidades de comprimento de interação nuclear (λ) em função do ângulo polar (θ).	45
3.7	Sistema de <i>Trigger</i> do $D\emptyset$	49
3.8	Pré-análise de eventos simulados.	57
4.1	Distribuições em p_T , η e ϕ da amostra total reconstruída.	60
4.2	Eficiência global de detecção de múons na região de $ \eta < 0,8$	65
4.3	Espectro de p_T e distribuições em η e ϕ da amostra final de múons na região central.	66
4.4	Distribuições em T_θ da amostra e de raios cósmicos.	67
4.5	Ajustes da função de resolução no intervalo de $15 < p_T < 21$ GeV e da resolução de momentum (largura) no intervalo $3 < p_T < 33$ GeV.	70
4.6	Comparação da seção de choque inclusiva de múons com as contribuições esperadas de decaimentos de mésons π/K e bósons W/Z	71
4.7	Distribuição de p_T^{rel} para o subconjunto de múons associados a jatos no intervalo de p_T de $8 - 30$ GeV.	74
4.8	Fração f_b em função de p_T . Os círculos sólidos são provenientes da técnica de ajuste de p_T^{rel} e os círculos ocios são do método da razão c/b	75
4.9	Espectros de múons para decaimentos inclusivos de quarks b	77
4.10	Seção de choque de produção inclusiva de quarks b comparada com previsões de QCD em NLO.	79

Tabelas

1.1	Partículas Fundamentais.	1
1.2	Bósons mediadores das interações fundamentais.	2
1.3	Composições de alguns hádrons típicos.	3
3.1	Resoluções e eficiências das VTX e CDC do DØ.	36
3.2	Constantes e espessuras (em termos das constantes) do calorímetro central do DØ.	40
3.3	Parâmetros de resolução do calorímetro do DØ.	42
4.1	Eficiências e erros sistemáticos determinados a partir dos dados.	64
4.2	Seção de choque de produção inclusiva de múons par $ \eta < 0,8$	72
4.3	Espectro de múons para decaimentos inclusivos de quarks b na região $ y < 0,8$	77
4.4	Seções de choques de produção inclusiva de quarks b	79
B.1	Tabela $\eta \times \theta$	90

1

Introdução

O principal objetivo desta tese é a determinação da seção de choque de produção de quarks b (*bottom*) em colisões $p\bar{p}$ a energia $\sqrt{s} = 1,8$ TeV no centro de massa do sistema próton-antipróton, num amplo espectro de momentum transversal (p_T), i. e., $6,0 \leq p_T \leq 40,0$ GeV. O resultado original desta tese contribui significativamente ao estudo da produção de quarks pesados, um dos atuais focos de atenção na área de física experimental de altas energias. Em particular, o resultado aqui obtido foi utilizado pela colaboração $D\bar{O}$ para estabelecer alguns dos principais critérios de seleção de eventos na identificação do quark t (*top*).

Com a descoberta, no início do ano [1, 2] do quark t pode-se sintetizar o conhecimento estabelecido pela física de altas energias dizendo-se que as partículas fundamentais da natureza – que constituem toda a matéria do Universo – são férmions de spin 1/2 que podem ser agrupados em seis pares de variedades de **quarks e léptons** (tabela 1.1) e bósons de spin 1 (tabela 1.2) associados às interações fundamentais entre partículas.

quarks(q)	up(u)	charm(c)	top(t)	carga elétrica 2/3
	down(d)	strange(s)	bottom(b)	-1/3
léptons(l)	neutrino- e (ν_e)	neutrino- μ (ν_μ)	neutrino- τ (ν_τ)	0
	elétron(e)	múon(μ)	tau(τ)	-1

Tabela 1.1: Partículas Fundamentais.

As anti-partículas associadas são simbolizadas genericamente por \bar{q} ($\bar{u}, \bar{d}, \bar{c}, \bar{s}, \bar{t}, \bar{b}$) no caso dos quarks e neutrinos ($\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau$), e por l^+ (e^+, μ^+, τ^+) no caso dos léptons carregados.

Quarks e léptons podem interagir pela troca de bósons de spin 1 (tabela 1.2), de modo **eletromagnético** ou **fraco**. Além disso, os quarks possuem um grau de liberdade adicional (**cor**) responsável pelas interações **fortes** entre eles.

interações	bósons mediadores	massa (GeV)	carga elétrica
forte	glúon (g)	0	0
eletromagnética	fóton (γ)	0	0
fraca	W^\pm	80	± 1
	Z	91	0

Tabela 1.2: Bósons mediadores das interações fundamentais.

Enquanto léptons podem ser detectados diretamente, os quarks se encontram confinados na matéria em combinação entre eles constituindo os **hádrons**.

Numa escala posterior, os hádrons se combinam na formação de **núcleos** que, juntamente com os léptons elétrons, constituem os **átomos**.

Esses por sua vez formam as **moléculas** e essas constituem todas as substâncias existentes e sistemas complexos, como os planetas.

Quando o nível de complexidade é tal que a massa passa a ser “grande”, a interação gravitacional – acredita-se mediada por um bóson de spin 2 (*graviton*) – passa a ser importante, ou mesmo dominante, e passa a determinar um certo tipo de comportamento

ou evolução de sistemas como planetas, estrelas e galáxias.

No domínio de composição de quarks, os hádrons se dividem em duas classes (tabela 1.3) estatísticas:

- **mésons** – bósons constituídos por pares de quark-antiquark ($q\bar{q}$).
- **bárions** – férmions constituídos por três tipos de quarks (qqq).

hádrons		composição	carga elétrica
mésons	píon (π^-)	$d\bar{u}$	-1
	káon (K^-)	$s\bar{u}$	-1
	J/ψ	$c\bar{c}$	0
bárions	próton (p)	uud	1
	nêutron (n)	udd	0

Tabela 1.3: Composições de alguns hádrons típicos.

Os quarks u , d e s , que constituem os hádrons mais abundantes como os prótons, nêutrons, píons e káons, são chamados de quarks leves, uma vez que possuem “massas de constituintes” menores que a do próton ($m_p \approx 1 \text{ GeV}$). Já os quarks c , t e b , que constituem hádrons com tempos de vida curtíssimos ($\approx 10^{-12}\text{s}$), são comumente chamados de quarks pesados ¹, pois têm “massas de constituintes” maiores que a do próton.

Nas configurações $q\bar{q}$ e qqq , ou seja, quando constituem os hádrons, os quarks são chamados genericamente de quarks de valência ². Além desses quarks de valência, num

¹O quark c está no limiar da classe dos quarks pesados.

²Em analogia aos elétrons que constituem os átomos.

hádron há também a criação contínua de uma nuvem de glúons e pares $q\bar{q}$ virtuais, que desempenham um papel importante na colisão de hádrons em altas energias.

Colisões a altas energias podem desintegrar um hádron e desse modo é que evidências experimentais sobre os quarks são encontradas e estudadas. Num outro extremo, colisões a altas energias entre léptons também podem gerar quarks e esses se materializarem em hádrons. Em qualquer dos casos, alguns dos hádrons decaem em léptons e, através de correlações entre estes léptons e outros hádrons resultantes, informações quantitativas sobre o processo de geração ou produção de quarks, ou mesmo sobre a estrutura dos hádrons, são obtidas.

• O Tévatron

Grupos de prótons circulando no sentido horário e antiprótons no anti-horário, a energia de 900 GeV cada grupo, com período da ordem de 20 μ s, constituem o feixe $p\bar{p}$ do Tévatron (figura 1.1) do Fermilab ³.

Esse processo se inicia no pré-acelerador, onde íons de hidrogênio são acelerados de modo pulsado, com frequência de 15 Hz, até energias de 750 keV, por um sistema multiplicador de potencial elétrico do tipo Cockroft-Walton. A seguir, o feixe de íons é injetado num acelerador linear (LINAC), de 150 m de comprimento, onde campos elétricos gerados na região de rádio frequências (RF) imprimem aos íons energias de 200 MeV (“Run 1A”). Em seguida, os elétrons são retirados e os prótons são agrupados em pequenos pacotes (*bunches*).

Num pequeno acelerador síncrotron ⁴, de 150 m de diâmetro, chamado *Booster*, os

³Fermi National Accelerator Laboratory em Batavia, Illinois, EUA.

⁴Modo pelo qual partículas carregadas são mantidas em suas trajetórias por campos magnéticos gerados por grandes eletro-ímãs e acelerados por campos elétricos na faixa de RF.

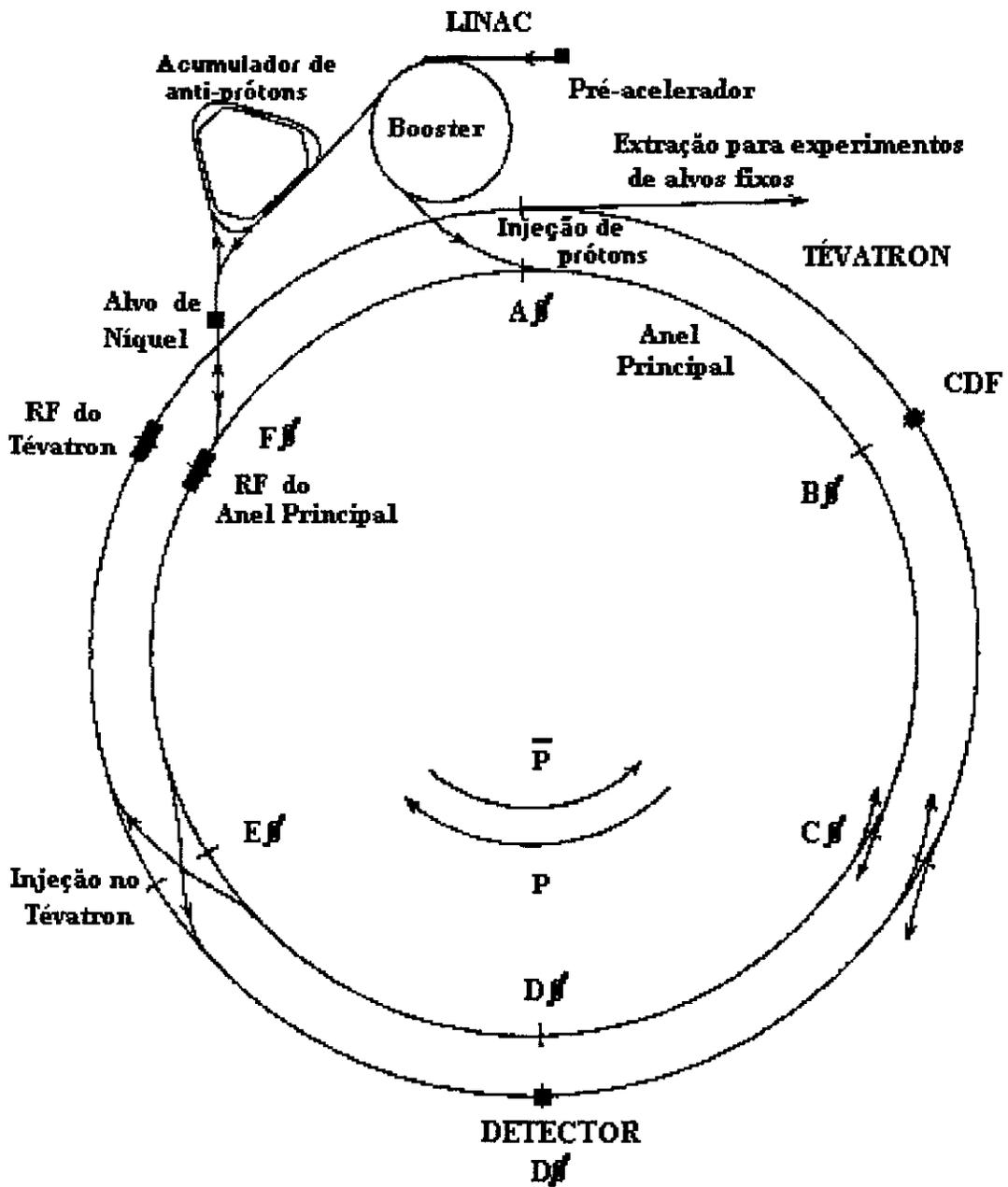


Figura 1.1: Esquema do Tévatron do Fermilab.

prótons são acelerados a energia de 8 GeV.

Após esse processo inicial, os prótons são injetados no Anel Principal (“*Main Ring*”) do acelerador, que é um grande síncrotron de aproximadamente 1 *km* de raio, que utiliza eletro-ímãs convencionais, e podem ser acelerados a energia de 150 GeV.

Uma vez no anel principal, numa primeira etapa, prótons a energia de 120 GeV são extraídos e realizam colisões com um alvo fixo de níquel (Ni), para a produção de anti-prótons. Esses são mantidos num acumulador até que uma quantidade suficiente seja armazenada e, então, são reinjetados no anel principal em sentido oposto ao movimento dos prótons.

Quando a energia de prótons e anti-prótons é da ordem de 150 GeV, ambos os feixes são injetados propriamente no Tévatron, o qual também é um anel de colisão síncrotron, ligeiramente abaixo do anel principal, cujos eletro-ímãs geradores de campos magnéticos são de materiais supercondutores.

Na figura 1.1, pode-se ver as duas zonas de interseção dos feixes;

DØ – onde se localiza o detector DØ

BØ – onde se localiza o outro grande detector (CDF) do Fermilab

• Sumário

Os dados utilizados nesta tese são provenientes do primeiro ano (1992-1993) de operação (“run 1A”) do detector DØ [3], construído pela também denominada colaboração DØ ⁵, localizado no túnel anelar de colisões $p\bar{p}$ (*próton-antipróton*) no **Tévatron** do Fermilab.

Devido a alta energia total do feixe estabelecido no Tévatron, com relação ao centro de massa ($\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$) do sistema próton-antipróton, seções de choque com valores razoáveis para produção de quarks pesados são esperadas e, portanto, uma quantidade apreciável de pares $b\bar{b}$ (*bottom-antibottom*) são produzidos. Em muito menor escala, pares $t\bar{t}$ (*top-antitop*), recentemente observados [1, 2], também são produzidos.

O principal resultado desta tese é a determinação da seção de choque de produção de quarks b , através da detecção de múons (μ) resultantes de decaimentos dos diversos hádrons gerados após as colisões $p\bar{p}$ inelásticas. Este resultado, faz parte de um esforço do grupo de estudos da colaboração DØ ligado à física do *bottom* em colisões hadrônicas, que envolve desde a produção de quarks b , a determinação da distribuição de quarks e glúons no próton, a hadronização de quarks em mésons e bárions e o decaimento desses em léptons.

Um resumo da análise deste resultado, para o qual trabalhei durante alguns anos, foi publicado este ano (1995) como artigo [4] da colaboração DØ, com o título: “*Inclusive μ and b -Quark Production Cross Section in $p\bar{p}$ Collision at $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$ ”*, na revista especializada “*Physical Review Letters*”.

Em todo este trabalho, excepto em alguns casos explícitos, utiliza-se o sistema de unidades naturais comumente usado na física de altas energias, onde a velocidade da luz no

⁵veja Apêndice A para lista de colaboradores e instituições .

vácuo (c) é tomada como unidade de velocidade e todas as grandezas que têm dimensões de ação são medidas em unidades da constante de Planck reduzida (\hbar). Denotando-se

$$c = \hbar = 1$$

todas as demais grandezas são expressas em múltiplos da unidade de energia em elétron-volt (eV).

Seguindo-se a este capítulo inicial, o capítulo 2 descreve os vários mecanismos de produção de $b\bar{b}$, que ocorrem numa colisão $p\bar{p}$ inelástica, e apresenta também as grandezas e os parâmetros necessários à determinação da seção de choque de produção de quarks b .

O capítulo 3 se constitui numa breve descrição do detector $D\emptyset$ e da contribuição direta do autor na construção, manutenção e implementação do detector como membro da colaboração $D\emptyset$, associado ao Laboratório de Cosmologia e Física Experimental de Altas Energias (LAFEX), do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (CBPF), desde 1991. Além disso, são descritos também os processos de coleta de dados, de seleção (*trigger*) de eventos e dos pacotes de programas utilizados por todos os membros da colaboração na simulação e reconstrução de eventos.

No capítulo 4, além dos critérios iniciais de seleção e de qualidade dos dados utilizados na análise, são apresentados os procedimentos e a determinação da eficiência global de detecção de múons e os resultados principais da tese: as seções de choque de produção inclusiva de múons e de quarks b .

Finalmente, no capítulo 5, são apresentadas as conclusões e perspectivas deste trabalho.

2

Produção de Bottom

Um dos canais (modos de ocorrência) adequado para a procura de eventos que indicam a produção de quarks pesados numa colisão $p\bar{p}$, é aquele cujos estados finais envolvem a presença de léptons e jatos hadrônicos ¹ com componentes do momentum no plano transversal (p_T) ao feixe $p\bar{p}$ da ordem de alguns GeV (~ 10 GeV).

Por exemplo, o processo

$$p\bar{p} \rightarrow \mu + \text{jatos}$$

é subjacente a vários processos que envolvem a produção de quarks b .

Desde as primeiras observações de jatos hadrônicos oriundos de colisões $p\bar{p}$, em 1982, pela colaboração UA2 [5] no CERN ², as taxas estimadas pela teoria das interações fortes ³ e o espectro subsequente de léptons ⁴ previsto pela teoria V - A [6, 7, 8, 9, 10], de uma maneira geral, têm sido satisfatoriamente confirmados, o que estabelece, de certo modo, a aplicabilidade dessas teorias aos processos semi-leptônicos e hadrônicos induzidos numa colisão $p\bar{p}$.

¹Conjunto de hádrons constituindo um feixe de partículas mais ou menos colimado.

²European Laboratory for Particle Physics, Genebra, Suíça.

³Cromodinâmica Quântica (QCD).

⁴Devido aos decaimentos fracos.

2.1 Modelo a Partons

O esquema da figura 2.1, no qual se baseia a maioria das descrições e simulações de eventos numa colisão hadrônica, ilustra alguns processos que constituem uma colisão $p\bar{p}$ inelástica, segundo o **Modelo a Partons** de Feynman [11, 12], ou seja:

- os hádrons que vão colidir são constituídos por quarks(q), anti-quarks(\bar{q}) e glúons(g) quase livres (também denominados *partons*).
- a natureza não elementar de um hádron é caracterizada por funções $f_i(x)$, que descrevem a distribuição de partons (do tipo i) com fração x do quadri-momentum total do hádron.
- a produção de quarks pesados (Q ou \bar{Q}) dá-se por interações fortes, entre os constituintes pontuais (*partons*) dos hádrons.
- os estados finais são os denominados jatos (hadrônicos) de mésons ou bárions, que são caracterizados pelas probabilidades $D_Q^h(z)$ de ocorrência (denominadas de funções de fragmentação) de um hádron h com fração z do momentum-energia do quark pesado Q que o produziu.

Pela presença de jatos hadrônicos e/ou por seus subseqüentes decaimentos por interações fracas, ou seja, pela presença também de léptons com valores de p_T da ordem de alguns GeV, a produção de um quark pesado pode ser reconstituída.

De acordo com o modelo a partons, a seção de choque de produção ($\sigma_{Q\bar{Q}}$) de um par de $Q\bar{Q}$ pesados, a partir de uma colisão $p\bar{p}$, pode ser calculada como a soma de seções de choque de processos elementares (*hard scattering*) entre partons, ponderadas pelas respectivas funções de distribuições, como mostra a expressão 2.1,

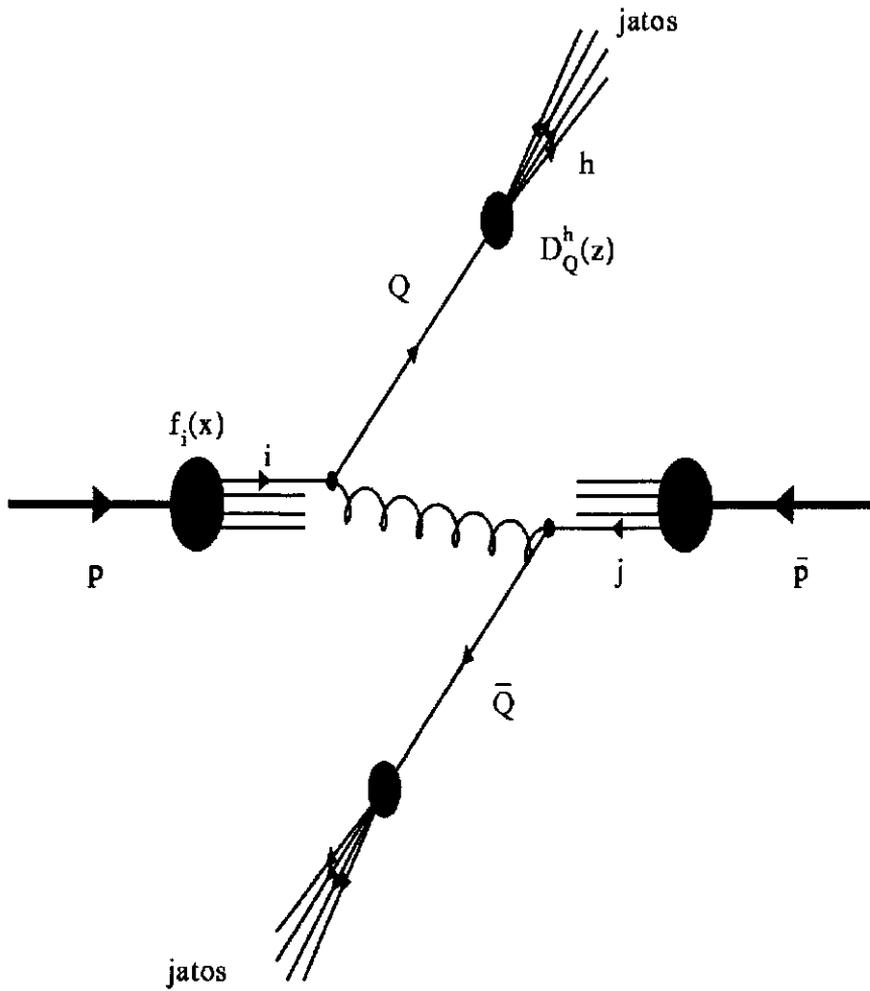


Figura 2.1: Colisão $p\bar{p}$ Inelástica no Modelo à Partons

$$\sigma_{Q\bar{Q}} = \sum_{i,j} \int \int dx_1 dx_2 \hat{\sigma}_{ij}(x_1 x_2 s) f_i(x_1) f_j(x_2) \quad (2.1)$$

onde \sqrt{s} é a energia do sistema $p\bar{p}$ em relação ao seu centro de massa, $\hat{\sigma}_{ij}$ é a seção de choque do processo elementar $ij \rightarrow Q\bar{Q}$, cuja energia efetiva é $\hat{s} = x_1 x_2 s$.

Os principais mecanismos de produção de quarks pesados, no Tévatron, em termos da constante de acoplamento forte (α_s), são :

- Processos de ordem 2 (α_s^2), usualmente dominantes, como a fusão de glúons (Figura 2.2 a).
- Processos de ordem imediatamente superior (α_s^3), como a divisão de glúons (Figura 2.2 b).

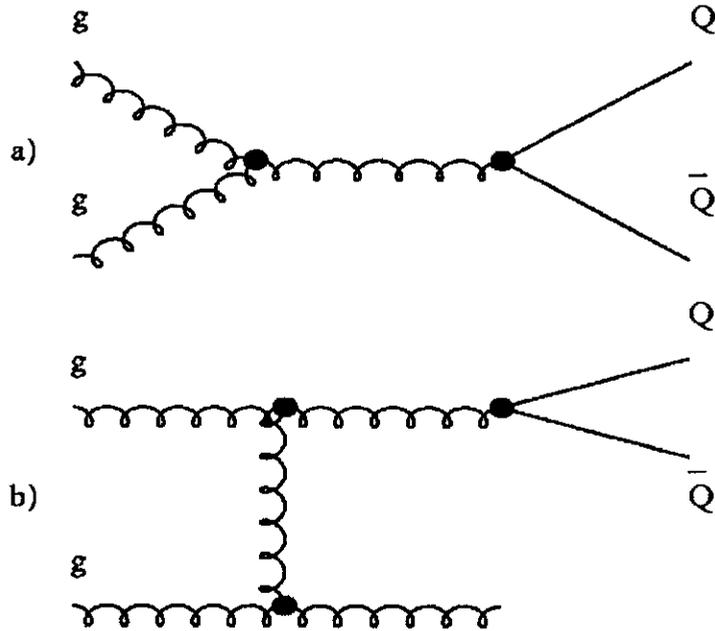


Figura 2.2: Exemplos de processos em α_s^2 (a) e α_s^3 (b).

Em qualquer ordem de aproximação de um processo de espalhamento, processos secundários de radiação e de criação de pares virtuais de partículas-antipartículas levam a correções de várias quantidades previamente definidas, como a massa ou a constante de acoplamento da interação .

• A constante de acoplamento forte

No caso de um espalhamento por interações fortes, os cálculos disponíveis [13, 14, 15] de seções de choque utilizam a constante de acoplamento α_s em duas aproximações sucessivas, LO (*Leading Order*) e NLO (*Next To Leading Order*).

Seja em LO ou NLO, num processo elementar parton-parton, a constante de acoplamento α_s depende do módulo do quadrado da diferença dos quadri-momenta dos partons que colidem. Essa variável, denominada quadri-momentum invariante transferido, é denotada por Q . Usualmente, α_s é expressa em termos de um valor de referência Λ para Q , que evita as singularidades associadas aos processos secundários de radiação de glúons e de criação de pares virtuais de quark-antiquark, ou seja:

$$\alpha_s(Q) = f(Q^2/\Lambda^2)$$

de tal modo que $\alpha_s \rightarrow 0$, quando $Q \gg \Lambda$, e este fato é que teoricamente justifica a utilização de métodos perturbativos no estudo de colisões $p\bar{p}$ no Tévatron.

O valor de referência para o quadri-momentum invariante transferido Q , também denotado Λ_{QCD} , depende das variedades de quarks admitidos na teoria e está compreendido entre 100 e 250 MeV.

A medida de α_s pela colaboração DØ [16], para o valor da massa do W é,

$$\alpha_s(W) = 0,123 \pm 0,015 .$$

onde 0,015 é a combinação dos erros estatísticos e sistemáticos associados à medida. Este valor para α_s está de acordo com outros resultados [17] e com cálculos disponíveis em LO e NLO que estimam valores de α_s entre 0,1 e 0,15 (Figura 2.3), no intervalo de energias do Tévatron.

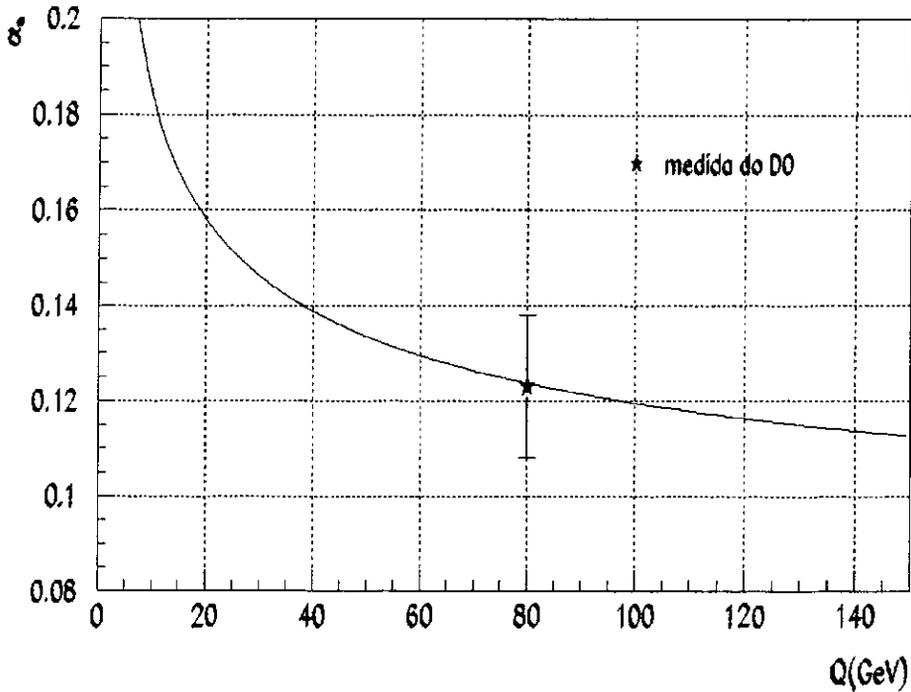


Figura 2.3: Constante de acoplamento forte α_s medida pela colaboração DØ. A curva representa o cálculo teórico em NLO para $\Lambda_{QCD} = 140$ MeV.

Comparações teóricas em LO e NLO, indicam também que o processo dominante, por uma ordem de grandeza, na produção de quarks b no Tévatron é o de ordem α_s^3 [13].

A descrição da produção de quarks pesados torna-se mais complicada pois, antes ou após a realização de um processo de interação elementar parton-parton, pode haver a radiação de glúons e estes podem produzir outros pares de quarks pesados, num processo

em cascata que resulta no chamado **chuveiro partônico**.

No outro extremo da evolução em Q^2 da constante de acoplamento forte, quando $Q \ll \Lambda$ e, portanto $\alpha_s \rightarrow \infty$, processos que já não podem ser descritos por métodos perturbativos, provocam a materialização de quarks em hádrons, na forma de jatos colimados. Tais processos são denominados **hadronização** ou **fragmentação**.

Posteriormente ao aparecimento desses jatos, uma fração de hádrons de vida-média curta decai de modo semi-leptônico, por interações fracas, em outros hádrons mais leves. De maneira que dentre os estados finais associados à produção de quarks b numa colisão $p\bar{p}$ são encontrados vários léptons.

2.2 Processos Inclusivos

Mesmo que a probabilidade de ocorrência (ou a seção de choque σ de produção) de processos envolvendo quarks b em colisões $p\bar{p}$, a energia de 1.8 TeV, seja razoável ($\sigma_{b\bar{b}} = 40 \mu b$), ela ainda é muito menor que a de ocorrência de quarks c , por exemplo, cuja seção de choque de produção de pares ($\sigma_{c\bar{c}}$) é da ordem de 200 μb .

Assim, além da grande energia do feixe $p\bar{p}$, é necessário que haja uma concentração razoável de prótons e antiprótons tal que a frequência de colisões seja suficiente para uma produção abundante de quarks b .

O parâmetro que descreve esse compromisso é a **luminosidade** (\mathcal{L}) do feixe [18]. De tal modo que, se σ é seção de choque total de produção de um processo, caracterizado pela ocorrência de um certo estado final, a taxa de eventos produzidos (dN/dt) que levam a tal estado final é dada por:

$$\frac{dN}{dt} = \sigma \cdot \mathcal{L} \quad (2.2)$$

A luminosidade, definida como a taxa de partículas (número de partículas por unidade de tempo) que cruzam uma unidade de área num certo ponto ao longo do feixe, pode ser expressa em $cm^{-2}s^{-1}$. A luminosidade do feixe $p\bar{p}$ no Tévatron durante o “run 1A” esteve compreendida no intervalo de 1×10^{30} a $10 \times 10^{30} cm^{-2}s^{-1}$.

Se a luminosidade for integrada durante um certo período T ,

$$\int_T \mathcal{L} dt$$

a quantidade de dados coletados durante esse período pode ser imediatamente estimada.

Seções de choque são usualmente expressas em sub-múltiplos do *barn* ($1 \text{ barn} = 10^{-24} cm^2$), e a **luminosidade integrada** em unidades inversas ($barn^{-1}$). A luminosidade integrada durante o “run 1A” coletada pelo DØ foi de $(13,5 \pm 0,12) pb^{-1}$, onde 0,12 é a incerteza devido ao processo de medição.

Se o estado final de um processo apresenta uma multiplicidade de partículas mas nem todas são detectadas, ou seja, apenas uma ou algumas delas são escolhidas para a caracterização do mesmo, o processo é dito **inclusivo**.

O objetivo desta tese é a determinação da seção de choque de produção inclusiva de quarks b , através da determinação inicial da seção de choque diferencial de produção de estados finais que apresentam pelo menos um múon, ou seja:

$$p\bar{p} \rightarrow bX \rightarrow \mu X$$

onde X representa quaisquer outras partículas não identificadas.

A análise de estados finais com pelo menos um múon e com a exigência de jatos associados é o objetivo da tese de um outro membro [19] do grupo de estudos de física do bottom.

2.3 Simulação de Eventos

A simulação de todo processo, baseado no modelo a partons, descrito anteriormente, desde a colisão inelástica $p\bar{p}$ até a ocorrência de estados finais com pelo menos um múon, é fundamental no planejamento de qualquer grande e complexo experimento como o DØ [20]. Através de simulação é que, usualmente, determinam-se as eficiências para diversos processos de detecção relativos aos distintos componentes de um detector.

O programa gerador de eventos utilizado na análise relativa a esta tese foi o pacote ISAJET [21] versão 7.0. Este gerador baseia-se em métodos à Monte Carlo ⁵ pois, a partir de expressões analíticas relativas a parâmetros dos vários sub-processos de uma colisão inelástica $p\bar{p}$, gera um número pré-determinado de eventos repetidos de modo pseudo-aleatório.

Apesar da necessidade de se apoiar em técnicas de simulação, nunca é demais a lembrança [22] do comentário de Bjorken ⁶ a respeito da dependência crescente de dados

⁵Numa referência ao famoso cassino de Monte Carlo.

⁶Uma outra mudança que eu acho preocupante é o aumento da tirania do Carlo. Não me refiro àquele que dirige o CERN, mas ao outro cujo primeiro nome é Monte. O aumento simultâneo da complexidade de um detector e da potência computacional, fez das técnicas de simulação um componente essencial nos experimentos contemporâneos. A chamada simulação à Monte Carlo tornou-se o principal meio de visualização não somente do detector mas, também, do próprio fenômeno físico. Até aí tudo correto. Entretanto, freqüentemente as simulações resultantes de geradores à Monte Carlo se revestem da autoridade dos próprios dados *reais*. Eles se parecem e se sentem os próprios dados, e se alguém não é cuidadoso o bastante eles são aceitos como tais. Todos os códigos à Monte Carlo vêm com um rótulo de advertência GIGO (*garbage in = entrada de lixo, garbage out = saída de lixo*). Mas tal rótulo é tão fácil de ser ignorado por um físico quanto a pequena advertência que vem escrita em todo maço de cigarros e é

obtidos por simulação [23].

Assim, é importante lembrar que resultados que não podem ser determinados ou verificados independentemente de simulações, ou seja, resultados baseados inteiramente no pacote ISAJET ⁷ são dependentes dos modelos assumidos tacitamente e incorporados ao programa código do gerador de eventos.

Além disso, as incertezas associadas a alguns parâmetros dos modelos e que estão sendo freqüentemente ajustados, introduzem erros sistemáticos nos diversos resultados.

Uma das primeiras fontes de incertezas em qualquer método baseado no modelo à partons, diz respeito às funções de distribuição de partons, principalmente do conteúdo gluônico dos hádrons. Na versão 7.0 do pacote ISAJET são utilizadas as distribuições conhecidas por CTEQ2L, que foram parametrizadas pela colaboração CTEQ [24].

Uma outra fonte de incerteza é devida à maneira como o simulador realiza as correções radiativas, que resultam em chuveiros partônicos. No caso do ISAJET, essas correções são baseadas nas equações de evolução de Altarelli-Parisi [6, 7, 8].

• Hadronização

No processo de hadronização um quark pesado Q , com energia E_Q e momentum \vec{p}_Q , se combina com um antiquark leve \bar{q} , constituindo um méson $Q\bar{q}$ (hádron h), com uma fração z de momentum-energia definida por:

$$z = \frac{E^h + p_{//}^h}{E_Q + p_Q} \quad (2.3)$$

ignorada pelos fumantes.”

⁷Ou em qualquer outro simulador de eventos.

onde E^h é a energia do hádron e $p_{//}^h$ é a componente do momentum do hádron h na direção do quark pesado Q .

A seção de choque do processo de hadronização é dada por:

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow hX) = \sum_q \int dz \sigma(p\bar{p} \rightarrow QX) D_Q^h(z) \quad (2.4)$$

onde a função de distribuição $D_Q^h(z)$, que caracteriza a probabilidade de ocorrência de um hádron h com fração z do momentum-energia do quark, é a função $f(z)$ normalizada e parametrizada por Peterson *et al.* [25, 26],

$$f(z) = \frac{1}{z[1 - 1/z - \epsilon_Q/(1-z)]^2} \quad (2.5)$$

O parâmetro ϵ_Q no caso dos quarks b e c tem valores dados por:

$$\epsilon_b = 0,006 \pm 0,003$$

$$\epsilon_c = 0,06 \pm 0,03$$

A figura 2.4 mostra que para o quark b , a distribuição tende a se concentrar próximo ao valor de $z = 1$. Ou seja, o momentum de um quark pesado é quase que inteiramente transferido para o hádron, resultando em jatos que conservam a direção do quark pesado.

Seguindo o esquema de Field e Feynman (FF) [27, 28], segundo o qual jatos de quarks são independentemente fragmentados, o gerador ISAJET gera hádrons pesados com frações de momentum-energia a partir da função de Peterson.

Finalmente, os decaimentos semi-leptônicos de mésons, são simulados por um

modelo espectador (Figura 2.5), no qual o quark leve q não participa do processo e o quark pesado b decai segundo a teoria $V - A$.

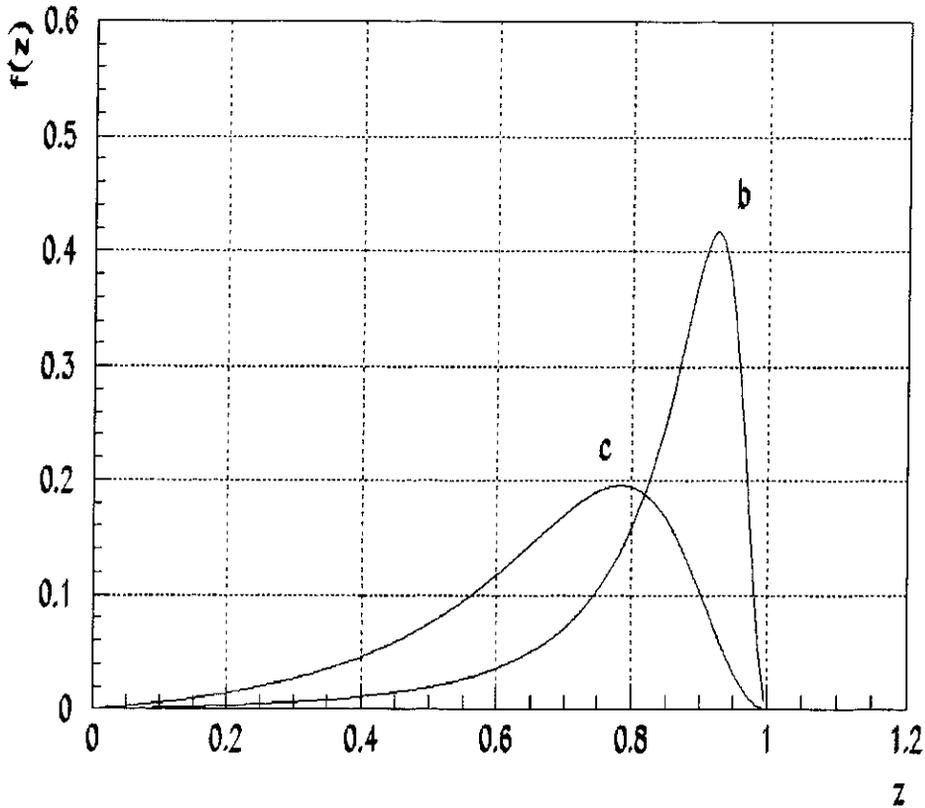


Figura 2.4: Funções de Peterson para quarks b e quarks c

Esse mecanismo de decaimento permite a simulação da forma do espectro dos léptons resultantes, mas o peso (normalização) dos decaimentos de cada tipo de mésons é fixado pelos chamados *branching ratios* (Br), que indicam a fração de vezes que um decaimento particular ocorre no conjunto total de decaimentos de uma partícula. No caso de mésons B^8 , utiliza-se o *branching ratio* dado pela média dos resultados de experimentos realizados no LEP ([29]), de valor igual a

⁸Hádrons do tipo $q\bar{q}$ onde um dos quarks é um *bottom* ou um *anti-bottom*.

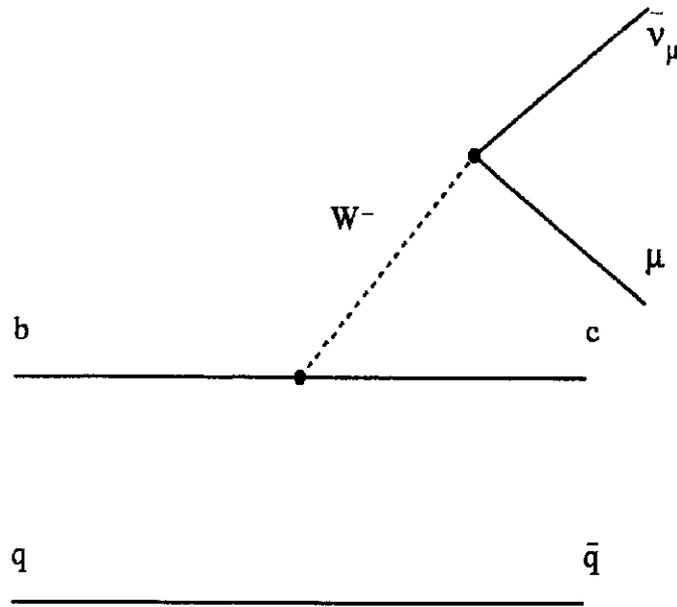


Figura 2.5: Decaimento semi-leptônico de um méson B ($b\bar{q}$) no modelo espectador.

$$Br(B \rightarrow \mu X) = 0,11 \pm 0,005 .$$

2.4 Produção de Múons

• Decaimentos semi-leptônicos

Os decaimentos responsáveis pela produção de múons provenientes de quarks b , são subjacentes aos decaimentos semi-leptônicos de mésons B resultantes de hadronizações dos quarks b ,

$$B \rightarrow \mu X$$

que podem ser diretos ou caracterizados pela presença de um méson D ⁹ num estado intermediário,

$$B \rightarrow DX \rightarrow \mu X \text{ (decaimento sequencial).}$$

Além de mésons D, que surgem como estados intermediários de um decaimento sequencial de um méson B, mésons charmosos podem resultar também diretamente de hadronizações e produzirem múons. Nesse caso, o decaimento é devido ao processo

$$p\bar{p} \rightarrow cX \rightarrow \mu X.$$

A característica comum a todos os processos semi-leptônicos envolvendo quarks pesados, é que os múons produzidos são acompanhados por jatos hadrônicos, ou seja, diz-se que os múons são **não – isolados**.

Duas diferenças marcantes nos decaimentos de quarks b e quarks c , devido principalmente à maior massa do quark b , podem ser utilizadas para a separação das contribuições de cada processo na produção de múons:

- A fragmentação de quarks b é mais “*dura*” que a de quarks c no sentido de que os mesóns B resultantes carregam uma fração maior do momentum do quark inicial do que os mesóns D. Ou seja, a distribuição de eventos provenientes de quarks b é mais próxima de $z = 1$ do que daqueles provenientes de quarks c (figura 2.4).
- A componente transversa do momentum de um múon, resultante do decaimento de um quark b , com relação à direção do momentum inicial do quark é significativamente maior do que aquela de múons provenientes de decaimentos de

⁹Hádrons do tipo $q\bar{q}$ onde um dos quarks é um *charm* ou um *anti-charm*.

quarks c . Esta variável, denominada p_T^{rel} , introduzida pela colaboração UA1 [30], se constituiu no principal elemento para estabelecer o critério utilizado nesta tese para separação de múons provenientes de quarks b daqueles de quarks c .

• Processos do tipo Drell-Yan

Uma outra fonte de múons, principalmente a altos p_T , é proveniente da produção e do subsequente decaimento dos bósons W e Z . Esses processos, denominados de Drell-Yan, são subjacentes a processos inclusivos do tipo

$$W/Z \rightarrow \mu X .$$

Alguns diagramas ilustrando processos do tipo Drell-Yan são mostrados na figura 2.6, onde $V \rightarrow l\bar{n}$ representa genericamente os processos

$$\begin{cases} W^+ \rightarrow \mu^+ \bar{\nu} \\ W^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu} \\ Z \rightarrow \mu^+ \mu^- \end{cases}$$

Apesar desses processos contribuírem pouco para a seção de choque total de produção de múons, pois os *branching ratios* associados são muito pequenos,

$$\begin{cases} Br(W \rightarrow \mu\nu) \times \sigma(p\bar{p} \rightarrow W) \sim 600 \text{ pb} \\ Br(Z \rightarrow \mu\mu) \times \sigma(p\bar{p} \rightarrow Z) \sim 58 \text{ pb} \end{cases}$$

eles podem se constituir num *background* significativo na região de altos p_T , uma vez que a seção de choque de múons provenientes de b também é pequena nessa região. Além disso, diferente dos decaimentos semi-leptônicos de mésons, a característica dos múons originários de processos do tipo Drell-Yan é que eles são isolados, ou seja, não estão

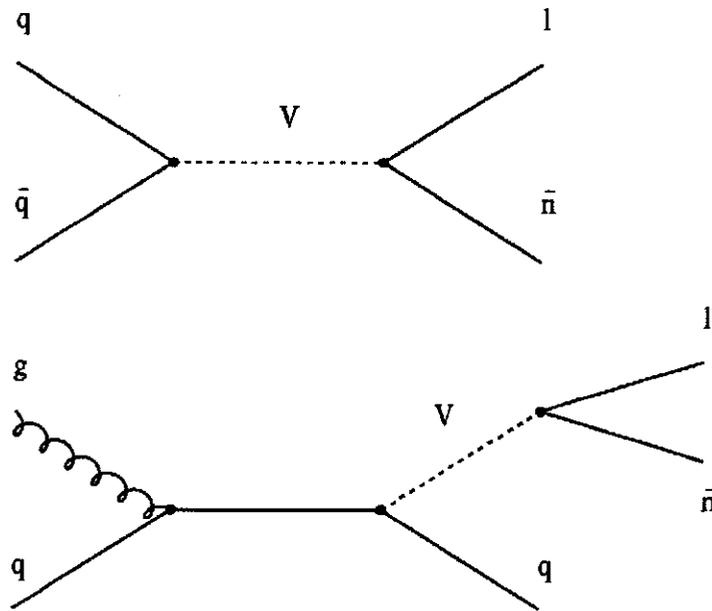


Figura 2.6: Processos do tipo Drell-Yan.

associados a jatos. Assim, são gerados múons associados a um grande desbalanceamento de energia ou pares de múons associados a uma grande massa invariante.

• **Decaimentos de píons e káons**

Uma outra fonte abundante de múons, principalmente com baixos momentum transversal, se origina nos decaimentos de píons (π), as partículas produzidas em maior número numa colisão $p\bar{p}$, e em menor escala nos de káons (K), antes de serem absorvidos pelo próprio detector.

Esse processo de produção inclusiva de múons, representado genericamente por:

$$\pi/K \rightarrow \mu X$$

foi simulado por outro membro [31] do grupo de estudos de física do bottom da colaboração DØ, a partir da estimativa da seção de choque diferencial de produção de múons, $(d\sigma/dp_T)_\mu$, provenientes de mésons π/K . Essa seção de choque foi determinada pela convolução da seção de choque diferencial de produção de mésons π/K , $(d\sigma/dp_T)_h$, com a probabilidade $\mathcal{F}(p_T^\mu, p_T^h)$ de um hádron h (píon ou káon) com momentum transversal p_T^h decair num múon com momentum transversal p_T^μ .

$$\left(\frac{d\sigma}{dp_T}\right)_\mu = \int dp_T^h \mathcal{F}(p_T^\mu, p_T^h) \left(\frac{d\sigma}{dp_T}\right)_h \quad (2.6)$$

A seção de choque de produção de hádrons foi obtida a partir da seção de choque de produção inclusiva de hádrons carregados até 10 GeV medida pela colaboração CDF a 1,8 TeV no Fermilab. As probabilidades de decaimentos, a partir de dados tomados a 630 GeV pelas colaborações UA2 [32] e UA5 [33] no CERN e, posteriormente, levando-se em conta as características do detector DØ. Outras partículas carregadas não foram consideradas e tal estimativa foi realizada para a região central do detector e para $3,5 < p_T < 12$ GeV, onde múons de decaimentos de píons dominam os de káons por um fator 4.

Essas são as principais fontes de múons associadas às colisões $p\bar{p}$. Outra fonte inevitável de *background* são os raios cósmicos.

• Raios cósmicos

Qualquer fluxo de partículas que atinge a atmosfera terrestre com energia maior que 100 MeV é chamado genericamente de raios cósmicos.

De origem não-conhecida, são primariamente constituídos em sua grande maioria por prótons (cerca de 92%), núcleos de hélio (cerca de 7%) e uma pequeníssima parcela

de pares elétron-pósitron (cerca de 1%) e fótons (cerca de 0,01%), que chegam igualmente de todas as direções .

Ao penetrarem na atmosfera, interagem com o meio e, num processo em cascata, geram mais e mais partículas secundárias constituindo o chamado **chuveiro**. Como a maior parte das partículas incidentes são prótons, na interação desses com os núcleos do meio, as partículas geradas são em sua grande maioria píons.

Esse processo se completa com o decaimento dos píons em múons e neutrinos, que constituem a chamada componente “*dura*” dos raios cósmicos, que atingem a superfície terrestre.

2.5 Rapidez

No túnel anelar de colisões do Tévatron, o detector DØ se localiza ao redor de um dos pontos de interseção dos feixes de prótons e anti-prótons. Nas imediações desse ponto de colisão, chamado de **vértice primário**, o feixe $p\bar{p}$ define uma direção conveniente para se tomar como eixo polar de coordenadas (figura 2.7).

Na figura 2.7, o ângulo polar θ é definido a partir do feixe de prótons tal que $\theta = 0$ corresponde à região entre o vértice primário e o norte geográfico (de onde chegam os prótons). O ângulo azimutal ϕ é medido em torno do feixe $p\bar{p}$ a partir de um plano paralelo ao solo, no sentido oeste-leste dextrógiro, de tal modo que $\phi = \pi/2$ corresponde ao topo do detector.

Em geral, apenas as componentes de grandezas transversais ao feixe são invariantes sob um *boost* de Lorentz ¹⁰ na direção do feixe. Entretanto, a expressão (2.7) da **rapidez**

¹⁰Transformação de Lorentz ao longo de uma direção espacial entre referenciais com origens (temporal e espacial) inicialmente coincidentes.

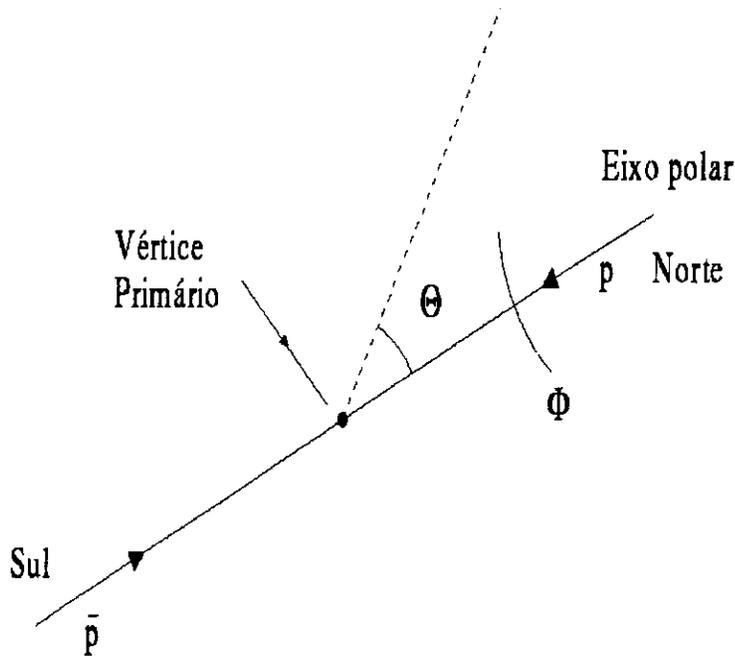


Figura 2.7: Coordenadas polar (θ) e azimutal (ϕ) no detector DØ.

(y) de uma partícula de energia E ,

$$y = \frac{1}{2} \log \left(\frac{E + p_L}{E - p_L} \right). \quad (2.7)$$

onde p_L é a componente de seu momentum ao longo do feixe (componente longitudinal), mostra que a rapidez de qualquer partícula resultante de colisões no Tévatron é invariante¹¹ sob um *boost* de Lorentz na direção do feixe $p\bar{p}$.

Como consequência dessa invariância, as distribuições de eventos, como a contagem da ocorrência de um determinado tipo de partícula, segundo intervalos de p_T ou y têm formas invariantes sob qualquer “*boost*” de Lorentz na direção do feixe $p\bar{p}$.

¹¹Veja apêndice B.

A rapidez, no limite de altas energias, quando a energia de uma partícula é muito maior que a sua massa ($E \gg m$), tende a uma grandeza puramente geométrica denominada **pseudo-rapidez** (η), que só depende do ângulo polar (equação 2.8).

$$\eta = -\log \left| \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \right| \quad (2.8)$$

A pseudo-rapidez é medida a partir de uma perpendicular ao feixe $p\bar{p}$, no sentido contrário ao do ângulo θ , e permite uma subdivisão conveniente do próprio detector.

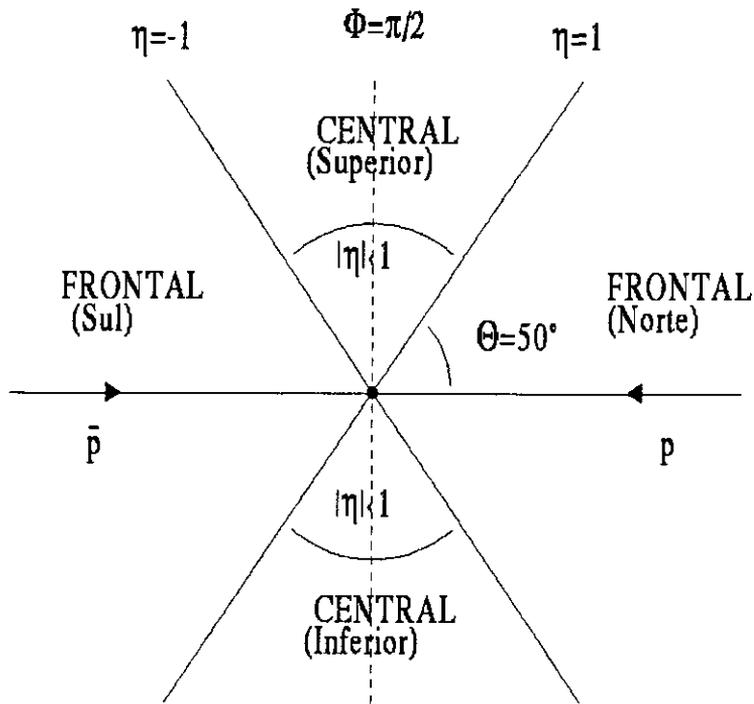


Figura 2.8: Regiões típicas do detector em termos da pseudo-rapidez, η , do ângulo polar, θ e do ângulo azimutal, ϕ .

O detector DØ e seus sub-sistemas são, basicamente, divididos em duas regiões de intervalos de η (figura 2.8):

- **central** : $|\eta| < 1$
- **frontal** : $|\eta| > 1$

Desse modo, parâmetros associados a determinadas regiões espaciais, como eficiências de detecção também são parametrizados em termos de intervalos de η .

2.6 Seções de Choque

Uma vez estimadas as contribuições dos principais processos que podem produzir múons, a seção de choque de produção de quarks b é determinada a partir de três etapas [4].

- A primeira consiste no cálculo da seção de choque diferencial de produção inclusiva de múons por intervalo de rapidez (Δy), segundo a expressão

$$\frac{1}{\Delta y} \left(\frac{d\sigma}{dp_T} \right)_\mu = \frac{1}{\Delta y} \frac{N^\mu}{\int \mathcal{L} dt \cdot \varepsilon} \quad (2.9)$$

onde N^μ é o número de múons observados que não são provenientes de raios cósmicos por unidade de momentum em GeV , ou seja,

$$N^\mu = N_{total}^\mu - N_{c\u00f3smicos}^\mu$$

$\int \mathcal{L} dt$ é a luminosidade integrada das colisões inelásticas $p\bar{p}$ relativas aos dados coletados e ε é a eficiência global de detecção de múons.

- Na segunda etapa, após a subtração dos múons provenientes de raios cósmicos, aqueles provenientes de decaimentos dos bósons W/Z ($N_{W/Z}^\mu$) são também subtraídos e multiplicados pela fração (f_b) daqueles provenientes de decaimentos de quarks b ,

$$\left(N_{total}^\mu - N_{cósmicos}^\mu - N_{W/Z}^\mu \right) \cdot f_b$$

A seção de choque diferencial de produção inclusiva de múons provenientes de quarks b por intervalo de rapidez é então calculada por:

$$\frac{1}{\Delta y} \left(\frac{d\sigma}{dp_T} \right)_{b \rightarrow \mu} = \frac{1}{\Delta y} \frac{\left(N^\mu - N_{W/Z}^\mu \right) \cdot f_b \cdot f_p}{\int \mathcal{L} dt \cdot \varepsilon} \quad (2.10)$$

onde f_p é um fator de correção dependente de p_T^μ devido à resolução na medida de momentum dos múons.

Os resultados desta tese, relativos às seções de choques de múons, referem-se à coleta de dados na região central do detector DØ, definida por

$$|\eta| < 0,8$$

A análise de dados relativos à região frontal do detector, definida por

$$2,2 < |\eta| < 3,3$$

é o objeto de tese de um outro membro [34] do grupo de estudos de física do bottom do LAFEX.

• Na terceira e última etapa, a seção de choque de produção inclusiva de quarks b é derivada, seguindo-se um método estabelecido pela colaboração UA1 [30] do CERN e utilizado também pela colaboração CDF [35] no Fermilab.

Assim, a seção de choque de produção inclusiva de quarks b integrada após um certo p_T^{min} é dada por:

$$\sigma^b(p_T^b > p_T^{min}) = \frac{1}{2} \sigma_b^\mu(p_T^{\mu 1} < p_T^\mu < p_T^{\mu 2}) \left(\frac{\sigma^b}{\sigma^\mu} \right)_{ISAJET} \quad (2.11)$$

onde $\sigma_b^\mu(p_T^{\mu 1} < p_T^\mu < p_T^{\mu 2})$ é a seção de choque diferencial de produção inclusiva de múons provenientes de quarks b por intervalo de rapidez, integrada no intervalo $p_T^{\mu 1} < p_T^\mu < p_T^{\mu 2}$.

O fator $1/2$ representa a média das seções de choques de produção de b e \bar{b} a partir de medições de amostras de μ^+ e μ^- .

Para cada intervalo de p_T^μ , p_T^{min} é determinado, pelas seções de choques de produção de múons e quarks b derivadas do gerador ISAJET, tal que 90% dos múons no intervalo provêm de quarks b com $p_T^b > p_T^{min}$, e $(\sigma^b/\sigma^\mu)_{ISAJET}$ é a razão entre as seções de choques utilizadas para a determinação de p_T^{min} .

Para que o programa de estudo desta tese e dos demais grupos de estudos de física da colaboração DØ se concretizassem era necessário um detector que possuísse certas características. O detector DØ, a ser descrito no próximo capítulo, apesar de ser um detector que atende a um amplo espectro de propósitos, satisfaz exatamente às principais exigências de seus grupos de estudos.

3

O Detector DØ

A colaboração DØ possui cinco grandes grupos organizados de estudo de física, cada qual com seus objetivos específicos:

- Top
- Bottom
- QCD
- W/Z
- Novos fenômenos

De uma maneira geral, todos estão ligados à produção de quarks pesados ou mesmo à possibilidade de identificação de novas partículas em colisões $p\bar{p}$. E, para a realização de seus objetivos, necessitavam um detector com as seguintes características:

- excelente identificação de léptons
- ótima medição de jatos hadrônicos
- determinação da ocorrência de neutrinos

necessárias à reconstrução de uma colisão hadrônica em canais cujos estados finais derivam de decaimentos semi-leptônicos.

Uma descrição completa do detector DØ encontra-se na referência [3]. A descrição a seguir enfatiza apenas as partes nas quais o grupo do LAFEX contribuiu de maneira decisiva tanto na parte de *hardware* quanto na de *software*. As partes do detector que tiveram maiores contribuições do grupo do LAFEX, foram escolhidas em função dos principais resultados de física extraídos pelo grupo.

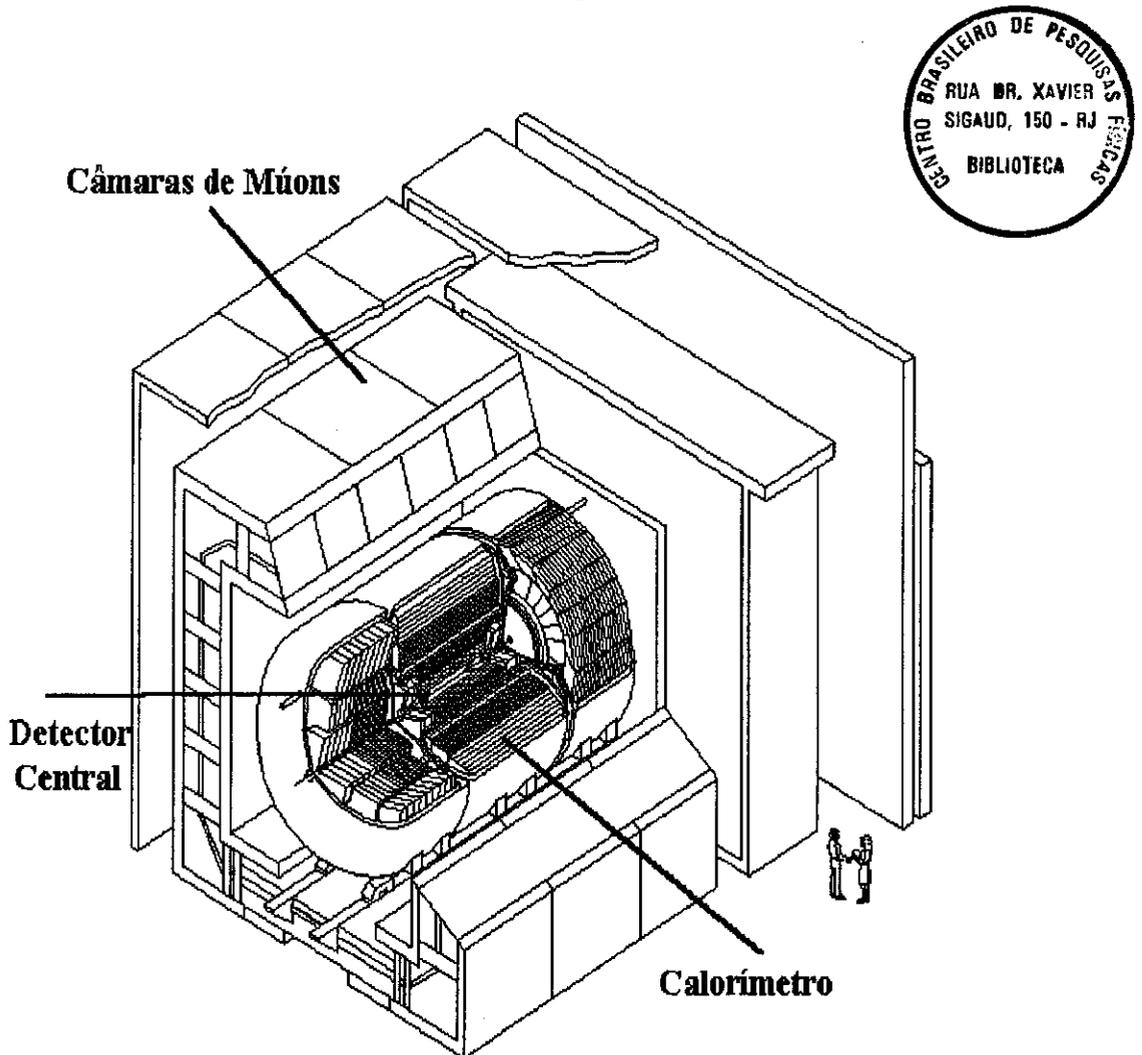


Figura 3.1: O Detector DØ.

O detector DØ [36] foi projetado e construído para atender a essas exigências. Seus principais sub-sistemas, o **Detector Central**, o **Calorímetro** e o **Sistema de Múons**, refletem essa escolha (figura 3.1).

3.1 Detector Central

O sub-sistema mais próximo à linha do feixe, o **detector central (CD)** do DØ (figura 3.2), é o sistema identificador de trajetórias (traços) de partículas carregadas geradas na colisão $p\bar{p}$, a medida que elas se afastam do ponto de interação. Essa informação pode ser usada pelo calorímetro para decidir se um chuveiro eletromagnético (seção 3.2) foi causado por elétrons, fótons (γ) ou píons neutros (π^0).

Além da reconstrução de traços, o detector central permite também a determinação de vértices (pontos de origem) dos diversos decaimentos e é referido também como **sistema de rastreamento**.

O detector central CD é composto por quatro sub-detectores (figura 3.2):

- o **Detector de Vértice (VTX)**,
- o **Detector de Radiação de Transição (TRD)**,
- as **Câmaras de Deriva Centrais (CDC)**,
- as **Câmaras de Deriva Frontais (FDC)**.

As câmaras de deriva (CDC e FDC) e o detector de vértice (VTX) são câmaras de ionização nas quais uma partícula carregada que se desloca através de um gás ioniza-o ao redor de sua trajetória.

Por um arranjo adequado de fios submetidos a potenciais de alguns kilovolts e pelo estabelecimento de um campo eletrostático no interior das câmaras, pulsos de carga devido à deriva de íons e elétrons são coletados e, a partir do tempo de chegada de cargas nos fios, informações sobre a posição da partícula ionizante são obtidas.

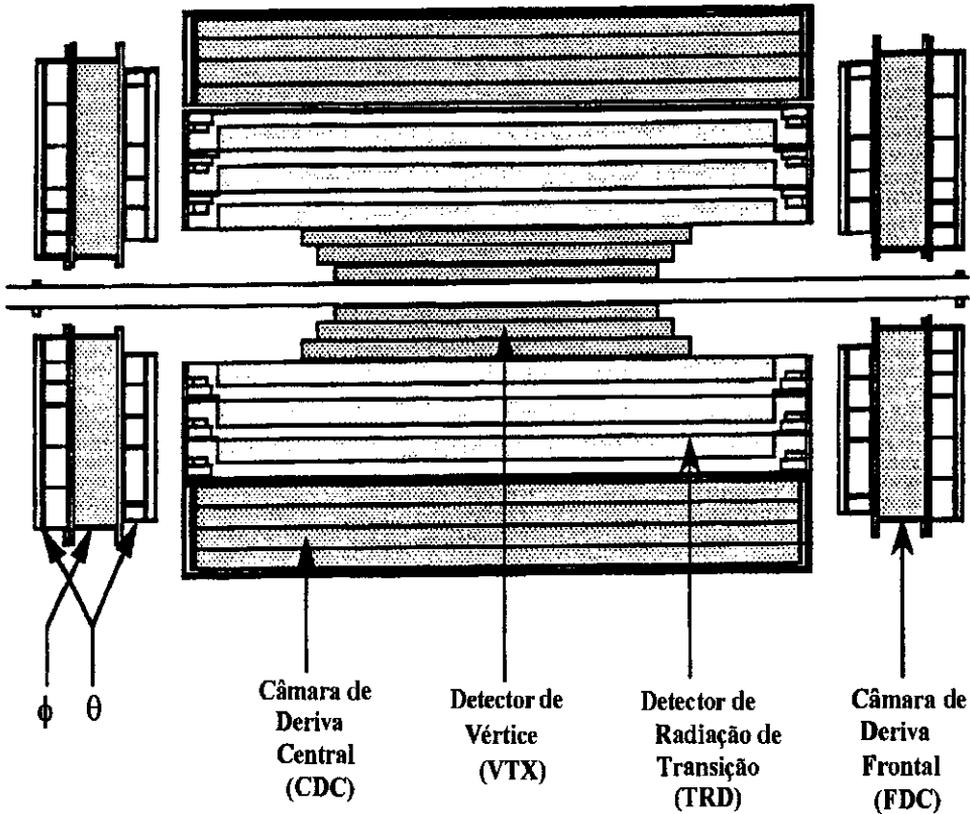


Figura 3.2: Corte Lateral do Detector Central (CD) do DØ.

Os testes [3] de desempenho do VTX e das CDC foram realizados com feixes $p\bar{p}$, além de raios cósmicos, no caso das CDC. Para o VTX a resolução espacial típica foi da ordem de $50 \mu m$ e a eficiência para a distinção de dois traços separados de pelo menos $0,6 mm$ foi de 90% ou mais. No caso das CDC, a resolução espacial varia de $100 \mu m$ a $200 \mu m$ para distâncias de deriva de $1 cm$ e $5 cm$, respectivamente. A eficiência das CDC para a resolução de dois traços é de 50% para separações de $1,7 mm$ e, de 90% para

separações de 2,5 mm. A tabela 3.1 resume essas características.

	Resolução Espacial	Eficiência na resolução de 2 traços
VTX	$\sim 50 \mu m$	90%, p/ separações $> 0,6 \mu m$
CDC	$< 230 \mu m$	90% p/ separações $> 2,5 mm$

Tabela 3.1: Resoluções e eficiências das VTX e CDC do DØ.

O TRD, localizado entre a VTX e as CDC, é constituído por três camadas de radiadores separadas por câmaras de ionização. Os radiadores são constituídos por folhas de polipropileno imersas em nitrogênio. Quando partículas carregadas, altamente energéticas, atravessam o radiador, cruzando as interfaces das folhas de polipropileno e do nitrogênio, ocorre a denominada radiação de transição, na faixa de raios-X, proporcionalmente ao momentum da partícula carregada. Essa característica é utilizada para a distinção entre elétrons e píons, já que os elétrons resultantes das colisões $p\bar{p}$ são muito mais energéticos do que os píons.

Correlacionando a carga ionizada coletada e a energia depositada no calorímetro é possível, em princípio, a própria discriminação entre elétrons e múons.

Localizadas nas extremidades dos demais sub-sistemas do detector central (CD), e perpendiculares ao feixe, as câmaras de deriva frontais (FDC) estendem a capacidade de rastreamento de partículas carregadas, a distâncias de até $\sim 5 cm$ das linhas de feixe, o que corresponde a uma cobertura geométrica de $1,4 < |\eta| < 3,1$.

Uma vez que o detector DØ não possui um solenóide central, que submeta as partículas a um campo magnético, os traços são linhas retas e, portanto, nem o momentum nem o sinal das cargas das partículas podem ser medidos pelo detector central.

3.2 Calorímetro

Ao redor do detector central, situa-se o **calorímetro** que, essencialmente, é o dispositivo que mede as energias de partículas neutras ou carregadas, absorvendo-as.

Na ausência de um campo magnético central, o calorímetro no DØ, além de medir a energia de elétrons, fótons e jatos, em combinação com outros subdetectores, tem um papel importante na própria identificação de partículas e no balanço energético, que possibilita assinalar a presença ou não de neutrinos.

Desde as primeiras decisões da colaboração DØ, o argônio foi escolhido como meio ativo para o calorímetro, ou seja, o meio para ser ionizado por chuviros eletromagnéticos ou hadrônicos. Essa escolha implicou certas características, como ganho unitário, simples calibração e flexibilidade para segmentação, que compensam o *aparatus* criogênico envolvido, e resultou num calorímetro compacto (figura 3.3) composto por três partes de acordo com as regiões cinemáticas envolvidas no processo de colisão:

- o **calorímetro central**, que cobre a região de $|\eta| < 1, 2$.
- e um par de **calorímetros frontais**, que cobrem as regiões de $1, 1 < |\eta| < 4, 5$.

Raios cósmicos, quando penetram na atmosfera, interagem com o meio gerando mais e mais partículas (*chuviros*), num processo em cascata. No caso do calorímetro do DØ, um chuviro é gerado quando as partículas resultantes das colisões $p\bar{p}$ atravessam meios absorvedores (aço, chumbo, urânio) e logo após ionizam camadas de argônio líquido que operam como um detector.

A figura 3.4, mostra esquematicamente as células de absorvedores de urânio embebidos em argônio líquido e um sistema de leitura de sinais. Essas células são

alinhadas radialmente, constituindo as chamadas **torres de leitura** e segmentadas segundo intervalos de $\Delta\eta = 0,1$ e $\Delta\phi = 0,1$.

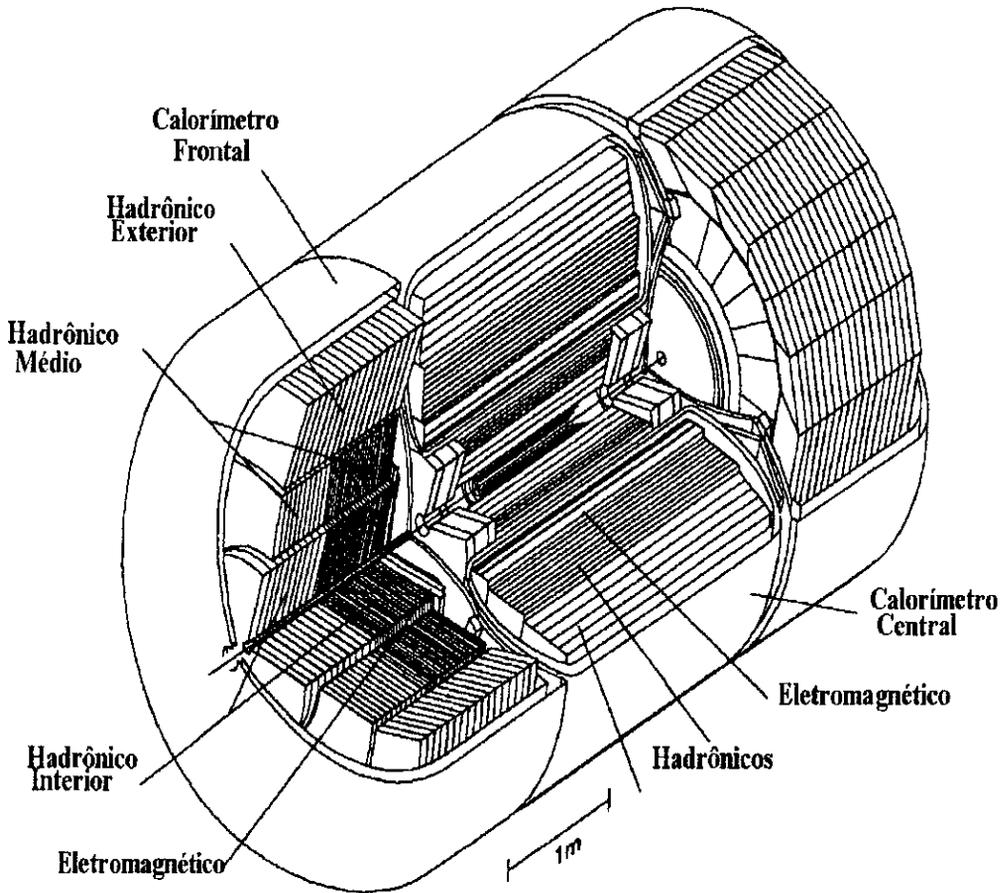


Figura 3.3: O Calorímetro do DØ.

Em geral, os chuveiros que ocorrem num calorímetro podem ser divididos em eletromagnéticos e hadrônicos, o que acarreta uma correspondente subdivisão do calorímetro em seções eletromagnética e hadrônica.

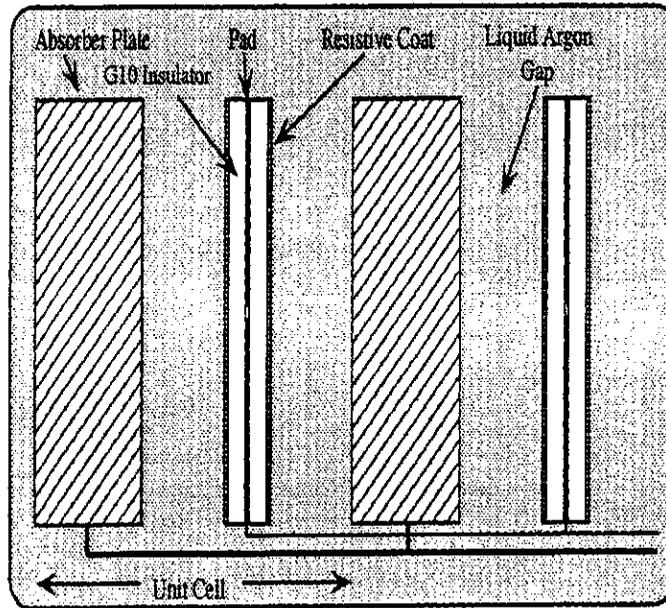


Figura 3.4: Célula básica do calorímetro do DØ.

• Chuveiros Eletromagnéticos

Quando um elétron (e^-) ou um pósitron (e^+) a altas energias ($> 10 \text{ MeV}$) penetram num meio, interagindo com o campo coulombiano gerado pelos núcleos, eles são desacelerados emitindo fótons (*bremstrahlung* – radiação de frenagem).

Por outro lado, fótons a altas energias, na presença de núcleos, podem se materializar e produzir pares de elétron-pósitron. Assim, elétrons, pósitrons e fótons ao atravessarem um meio denso, geram elétrons, pósitrons e fótons secundários num processo em cascata constituindo o chamado chuvaire eletromagnético.

Essa cascata continua até que as partículas resultantes com energias suficientemente baixas não irradiem ou não formem pares e^+e^- e o processo de perda dominante passa a ser por ionização do meio.

• Chuveiros Hadrônicos

No caso de hádrons, os chuveiros são causados principalmente pela perda de energia por colisões inelásticas com os núcleos, que produzem hádrons secundários e assim por diante. Analogamente, o processo continua até que a perda por ionização passa a ser dominante.

Uma característica importante desses processos é que a perda fracional de energia com a distância percorrida pela partícula ao longo de sua trajetória,

$$\frac{1}{E} \frac{dE}{dx}$$

é uma constante que depende do material, denominada **comprimento de radiação** (X_0), no caso eletromagnético, e **comprimento de interação nuclear** (λ), no caso hadrônico.

A tabela 3.2 mostra as constantes do calorímetro central do DØ cujo meio absorvedor principal é o urânio, que estimam as perdas de energia e as espessuras das partes hadrônicas e eletromagnéticas em termos dessas constantes.

Urânio	Calorímetro Central	
	Eletromagnético	Hadrônico
$X_0 = 3,2 \text{ mm}$	$20,5 X_0$	$32,9 X_0$
$\lambda = 10,5 \text{ cm}$	$0,76 \lambda$	$3,2 \lambda$

Tabela 3.2: Constantes e espessuras (em termos das constantes) do calorímetro central do DØ.

Chuveiros hadrônicos têm um poder de penetração maior e, portanto, seções

do calorímetro para a medição de energias de hádrons são exteriores às seções eletromagnéticas.

A princípio, não há razão para que a resposta de um calorímetro, indicada pela relação entre o sinal medido e a energia da partícula incidente, deva ser a mesma para chuveiros hadrônicos e eletromagnéticos. De fato, a resposta tende a ser menor para chuveiros hadrônicos, uma vez que neutrinos e múons produzidos em decaimentos de píons e káons ¹ escapam do calorímetro.

Essa resposta é mais bem expressa pela relação e/π , ou seja, pela relação entre a resposta do calorímetro para elétrons e píons.

A tendência da relação e/π ser menor que 1 pode ser compensada por componentes, que geram chuveiros eletromagnéticos, contidas num chuveiro hadrônicos como os fótons (γ) derivados de decaimentos dos mésons π^0 e J/ψ .

Se a relação e/π é próxima de 1, as flutuações das energias depositadas pelos hádrons no calorímetro por diferentes chuveiros não afetam a resolução na medida de energia no calorímetro ². No caso do calorímetro do DØ a relação e/π é da ordem de 1,11 para uma energia de 10 GeV e cai a 1,04 para uma energia de 150 GeV.

Mesmo que a relação e/π seja bem próxima de 1, a flutuação do número de elétrons liberados por ionização provoca flutuações na energia depositada nos calorímetros, degradando a resolução na medida de energia pelo calorímetro.

Algumas outras fontes de flutuações de energia no calorímetro do DØ são:

- hádrons que escapam (*hadron punchthrough*) do calorímetro

¹Esses decaimentos são fontes de sinais que constituem um *background* na produção de quarks pesados.

²Nesse caso, o calorímetro é dito **compensado**

- ruídos nas camadas ativas (radioatividade) de urânio
- ruídos eletrônicos
- flutuações na alta tensão

Todas essas incertezas resultaram numa parametrização da resolução na medida de energia pelo calorímetro do DØ como,

$$\left(\frac{\Delta E}{E}\right)^2 = C^2 + \frac{S^2}{E} + \frac{N^2}{E^2}$$

onde C é uma constante que representa incertezas na calibração, S representa flutuações na forma dos chuveiros e N é devido aos ruídos (tabela 3.3).

	C	S	N
Elétrons	0.003 ± 0.002	$0.157 \pm 0.005 (GeV)^{1/2}$	$\sim 0.140 GeV$
Píons	0.032 ± 0.004	$0.41 \pm 0.04 (GeV)^{1/2}$	$\sim 1.28 GeV$

Tabela 3.3: Parâmetros de resolução do calorímetro do DØ.

3.3 Sistema de Múons

Essa parte do detector é aquela onde a contribuição do grupo do LAFEX foi importante e decisiva para a qualidade dos dados colhidos.

Apesar de múons decaírem em elétrons em média durante $2,2 \mu s$, o tempo de vôo de um múon em qualquer direção no interior do detector DØ é da ordem de nanosegundos. Como eles não interagem fortemente e possuem massa muito grande ($\approx 200 m_e$)

para iniciar um chuveiro eletromagnético, praticamente, podem ser considerados como partículas estáveis no interior do detector.

O sistema de múons do DØ [37] é constituído de três camadas de câmaras de ionização (A, B e C) e de toróides de ferro magnetizados, com correntes de 2500A que geram um campo magnético da ordem de 2T, entre as camadas A e B (figura 3.5).

Dois sub-sistemas compõem o sistema de múons:

- **WAMUS** – que contém um toróide central (CF) que cobre uma região de $|\eta| < 1$ e dois toróides transversais ao feixe (EF) que cobrem as regiões de $1 < |\eta| < 2,5$.
- **SAMUS** – que contém dois pequenos toróides que cobrem a região de $2,5 < |\eta| < 3,6$.

Devido à necessidade de suportar o calorímetro algumas regiões, a parte inferior do detector não é inteiramente coberta pelas câmaras de múons e por isso foi retirada da análise.

Quanto maior a quantidade de material entre o sistema de múons e o ponto de colisão, tanto menor será o *background* devido aos hádrons que escapam do calorímetro (*hadron punchthrough*). A figura 3.6 mostra como a espessura do detector em unidades de comprimento de interação nuclear (λ) varia com o ângulo polar (θ). A $\eta = 0$, o momentum mínimo medido para um múon atravessar o calorímetro e os toróides é da ordem de 3,5 GeV. Para regiões mais próximas ao feixe (SAMUS) esse momentum é da ordem de 5 GeV.

A trajetória reconstruída de um múon pelo sistema tem duas inclinações. Uma é determinada pelas câmaras da camada A, por um ajuste aos traços determinados pelo

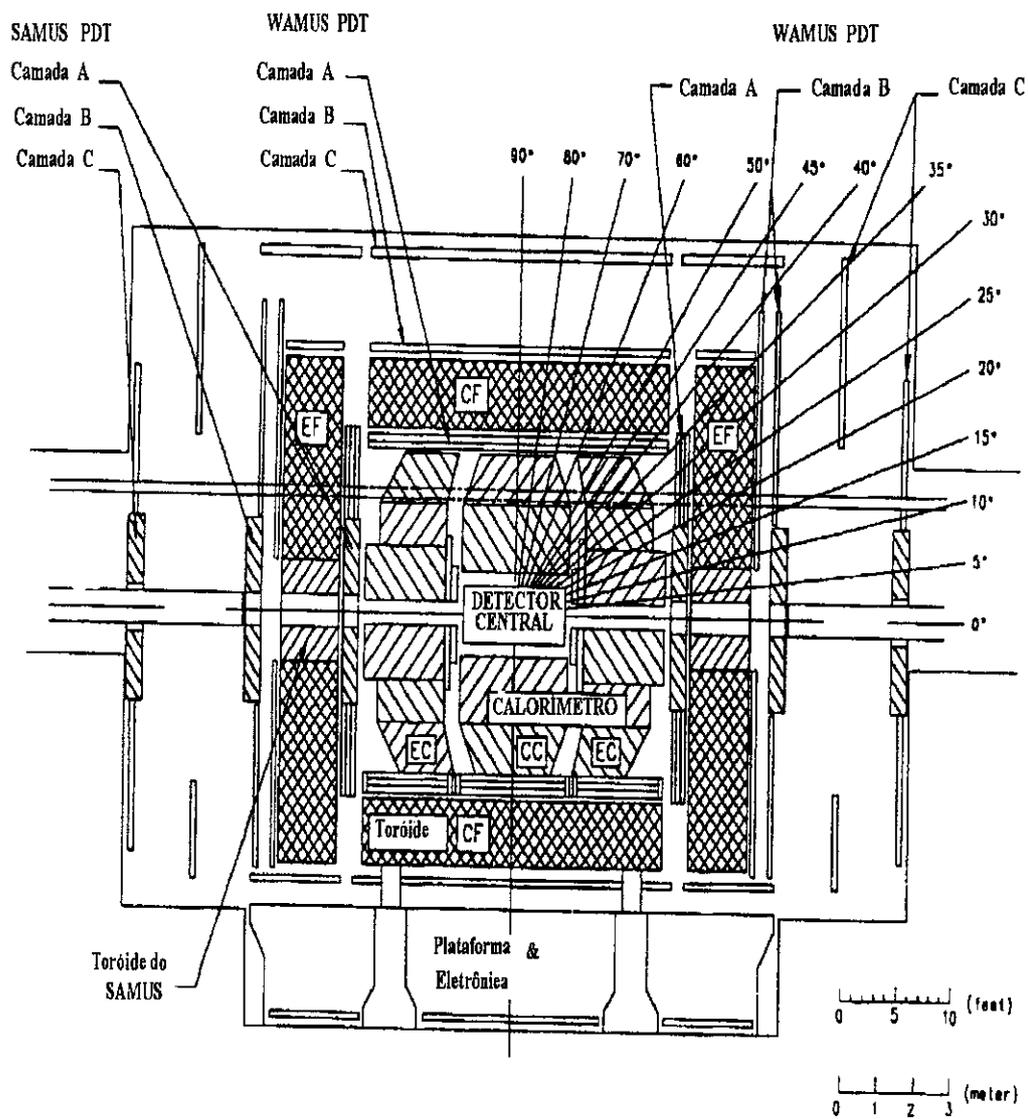


Figura 3.5: Corte Lateral do Detector DØ.

detector central (CD) e a um mínimo de energia depositada pelo múon no calorímetro (além de utilizar o vértice primário acusado pelo detector central). A outra inclinação é determinada pelas câmaras das camadas B e C. Desse modo, utilizando-se também o valor do campo magnético nos toróides, o momentum do múon é calculado.

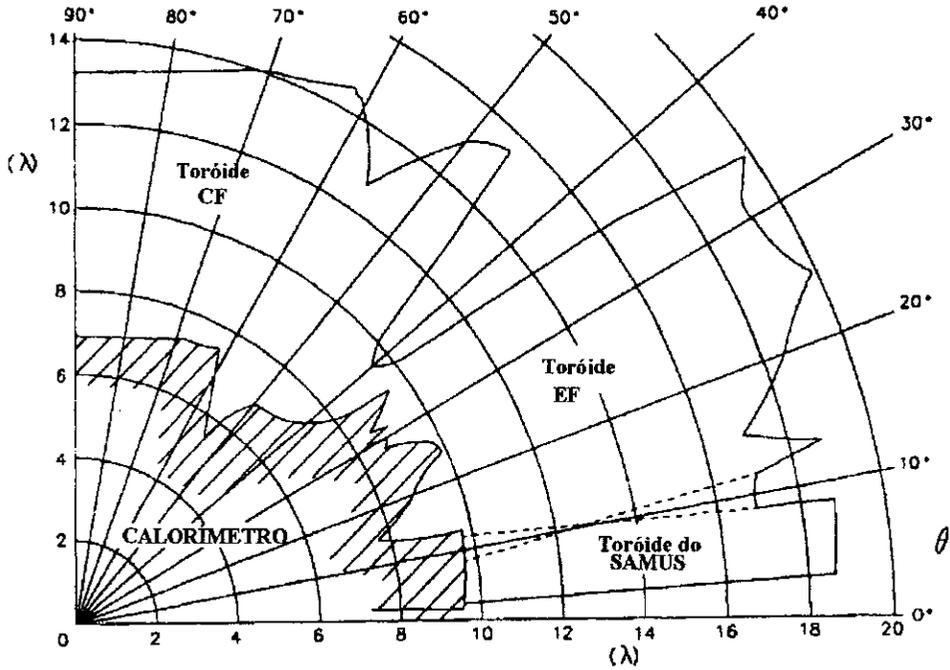


Figura 3.6: Espessura do detector DØ em unidades de comprimento de interação nuclear (λ) em função do ângulo polar (θ).

• WAMUS

Esse sub-sistema se compõe de 164 câmaras arranjadas em 3 formas cúbicas, constituindo as camadas A, B e C, envolve completamente os outros sub-sistemas de detecção do DØ, o Calorímetro e o Detector Central.

O elemento básico do WAMUS, o chamado PDT (*Proportional Drift Tube*) [38, 39], consiste de um grande tubo de ionização no qual a diferença de tempo na coleta do sinal, em ambas as extremidades de um fio em seu interior, permite a determinação da posição

da ionização do gás por um múon ao longo do tubo com uma resolução de 10 a 20 cm.

Além disso, a carcaça do tubo é dividida em dois grupos de placas (**PAD**), que constituem um grande capacitor, numa geometria tal que através da medição da carga armazenada chega-se a uma resolução mais fina da posição da ionização do gás (≈ 2 mm) [40].

As camadas **B** e **C** são constituídas por 3 planos de PDT e a camada **A** por 4 planos.

O número de **PDT** em cada plano varia de 14 a 24 e o comprimento de 2 a 6 m. De maneira que o número total de PDT é 11386.

Sempre que um múon passa por um tubo (PDT) este gera um único *bit* de informação de saída, que constitui a entrada para o sistema de *trigger* de múons (seção 3.4).

o Resolução de momentum

A posição e o momentum de um múon são determinados por informações providas pelas câmaras de múons, pelas câmaras do detector central e pelo campo magnético nos toróides.

O algoritmo de cálculo do momentum utiliza um método baseado em mínimos quadrados que considera 7 parâmetros: 4 parâmetros que descrevem a posição do traço de um múon antes do calorímetro, 2 parâmetros que descrevem a deflexão do múon devido aos espalhamentos múltiplos e um parâmetro associado ao desvio do múon pelo campo magnético estabelecido nos toróides.

A resolução na medida do momentum foi estimada a partir da geração de uma amostra de traços de múons sujeita às degradações das câmaras. A função que melhor se ajustou aos dados é mais bem expressa em termos do inverso do momentum $X = 1/p$, e

foi parametrizada como:

$$\left(\frac{\Delta X}{X}\right)^2 = [0,18(1 - 2X)]^2 + \left(\frac{0,008}{X}\right)^2$$

onde a primeira parcela é a contribuição devida aos espalhamentos coulombianos múltiplos, e a segunda parcela é devido ao campo magnético no toróide.

• SAMUS

Devido ao alto nível de ocupação na região frontal, o sub-sistema SAMUS utiliza tubos (PDT) menores. É composto também por três camadas (estações) cada qual consistindo de três planos de PDT.

Ao contrário do WAMUS onde os tubos em cada camada são paralelos, os planos de PDT são constituídos por tubos não paralelos para resolver ambigüidades na localização de ionizações dos múons.

3.4 Trigger e Aquisição de Dados

Com uma taxa de colisão típica de 290 kHz nas regiões de interseção do feixe $p\bar{p}$ do Tévatron e uma luminosidade de $5 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ no DØ, cerca de 3/4 das colisões são inelásticas.

Pela não possibilidade de coletar e processar dados em cada colisão, se faz necessário algum mecanismo de seleção de eventos *interessantes* para armazenamento e posterior análise. Este processo de seleção *on-line* constitui um **sistema de trigger**.

Um diagrama do sistema de *trigger* do DØ é mostrado na figura 3.7. Esse diagrama será esclarecido à medida que suas partes forem sendo descritas. A descrição não seguirá

necessariamente a hierarquia da figura 3.7.

Basicamente, esse sistema é dividido em 3 partes hierárquicas:

- Trigger Geral de Nível 0
- Trigger Geral de Nível 1
- Trigger Geral de Nível 2

3.4.1 Trigger Geral de Nível 1

A escolha do início da descrição pelo *Trigger* Geral de Nível 1 se deve ao fato de que ele é o coração do sistema, responsável pela combinação de resultados individuais dos diversos componentes do detector num conjunto de decisões globais, comandando a leitura dos módulos de digitalização e intermediando-os com o Nível 2.

O Nível 1 é uma coleção de circuitos eletrônicos que recebe os sinais dos diversos subdetectores. Sem a introdução de **tempo morto**³, sua decisão pode ocorrer num intervalo entre duas colisões que é da ordem de 3,5 μs .

Sempre que as taxas de saída no Nível 1 ainda sejam elevadas, torna-se necessário a introdução de mais uma hierarquia no sistema, denominado **Trigger Geral de Nível 1.5**, que possui um tempo maior de decisão e introduz um tempo morto no sistema.

O objetivo central do Nível 1 é reduzir a taxa de eventos de 290 kHz à uma taxa de 200 a 300 Hz . Um evento aceito pelo Nível 1 é inteiramente digitalizado e transferido para um dos 48 nós do Nível 2. Estes, são computadores de uso geral, dedicados, que processam eventos em paralelo. Fazem uma rápida reconstrução do evento e podem

³Período no qual o sistema não está apto a receber informação, ou seja, não assinala a ocorrência de qualquer evento.

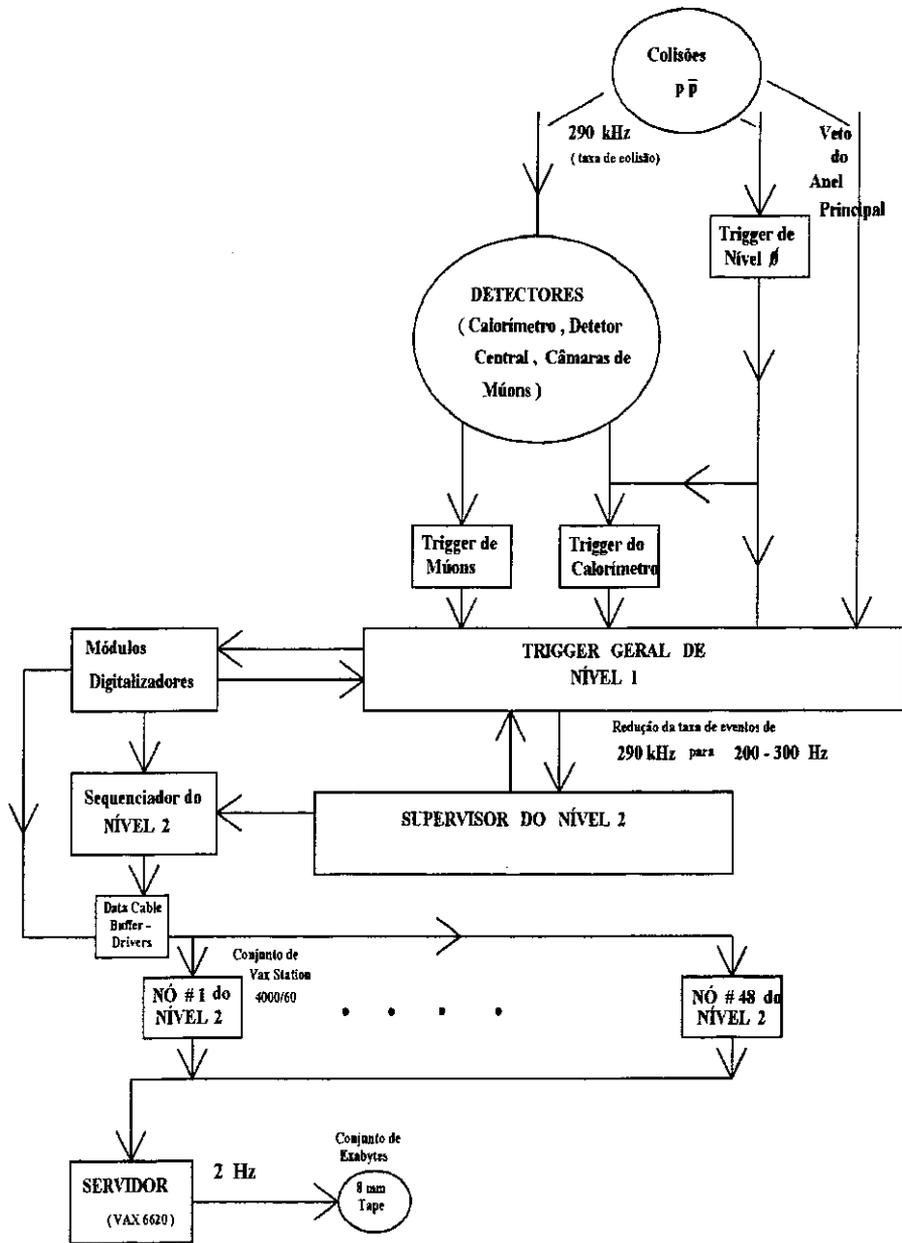


Figura 3.7: Sistema de *Trigger* do DØ.

utilizar programas filtros que decidem se o evento deve ser mantido ou descartado, ou seja, com poder de veto. Se o evento passa pelo Nível 2, ele é transferido para um sistema de gravação magnético em fitas.

Sua entrada primária consiste de 256 **termos lógicos**, onde cada termo é um *bit* que indica se alguma condição é satisfeita pelo presente evento. Esses termos são reduzidos a um conjunto de 32 **trigger bits específicos**.

Cada *trigger bit* pode ser programado para rejeitar ou aceitar certos conjuntos de termos lógicos e, além disso, podem ser programados para reduzirem a taxa de decisões por um fator inteiro N (*prescaling*).

Os circuitos de digitalização estão localizados em 86 módulos padrões (VME), numa plataforma móvel (MCH), cerca de 10 *m* do túnel de colisão. Para propósito de leitura esses módulos são agrupados em 32 **setores geográficos** que correspondem a cada **trigger bit específico**.

Se uma decisão a nível 1.5 é necessária, o ciclo é atrasado, mas critérios mais elaborados podem selecionar os eventos.

Os principais canais de entrada no Nível 1 são: **Nível 0, Vetos do anel principal, Trigger do calorímetro e o Trigger do sistema de múons.**

• Nível 0

O chamado nível 0 é projetado para detectar colisões inelásticas e realizar uma rápida reconstrução e determinação da posição do vértice primário.

Consiste de dois conjuntos de detectores, localizados no final da parte frontal do detector central. Estes detectores são cintiladores plásticos acoplados a válvulas foto-

multiplicadoras.

Sua eficiência é de 99 % para colisões inelásticas e, pela comparação do tempo de chegada de sinais dos dois detectores uma estimativa (z_{fast}) com resolução de ± 15 cm é possível num período de 800 ns após a colisão. Uma determinação mais acurada (z_{slow}) com resolução de $\pm 3,5$ cm é realizada num período de 2,1 μ s.

• Vetos do anel principal

Durante a operação normal do Tévatron, o anel principal é utilizado para a produção de anti-prótons, num ciclo de 2,4 μ s.

Uma vez que o feixe passa através do detector, perdas, principalmente, no instante de injeção do feixe levam a uma inibição (veto) do sistema durante 0,4s, até que a alta tensão que alimenta os subdetectores se estabilize.

Mesmo durante a passagem normal dos pacotes de prótons e anti-prótons, podem acontecer perdas que são eliminadas pelo veto no termo lógico denominado *microblanck*, que é o tempo que o pacote passa pelo sistema de múons (± 800 ns).

• Trigger do calorímetro

É um *trigger* de decisão rápida (de nível 1), dentro do intervalo de 2,4 μ s, que recebe sinais das células do calorímetro, digitaliza-as e calcula um certo número de somas:

- Energia eletromagnética total: $\sum_i E_i^{em}$
- Energia hadrônica total: $\sum_i E_i^{had}$
- Energia eletromagnética transversa total: $E_T^{em} = \sum_i E_i^{em} \sin\theta_i$
- Energia hadrônica transversa total: $E_T^{had} = \sum_i E_i^{had} \sin\theta_i$

- Energia transversa total: $E_T = E_T^{em} + E_T^{had}$
- Energia transversa perdida: $\cancel{E}_T = \sqrt{E_x^2 + E_y^2}$

onde

$$\begin{cases} E_x = \sum_i (E_i^{em} + E_i^{had}) \text{sen}\theta_i \text{cos}\phi_i \\ E_y = \sum_i (E_i^{em} + E_i^{had}) \text{sen}\theta_i \text{sen}\phi_i \end{cases}$$

Essas quantidades são comparadas com um conjunto de limites pré-estabelecidos e dessas comparações resultam termos de *trigger* que são os sinais de entrada para o *trigger* geral de Nível 1.

Esses procedimentos permitem que sejam especificados critérios de seleção *a posteriori* tais como:

- Energia transversa total acima de 140 GeV ($E_T > 140$ GeV).
- Energia transversa perdida acima de 20 GeV ($\cancel{E}_T > 20$ GeV).
- Uma torre eletromagnética acima de 5 GeV na região central.

• Trigger de múons

Os sinais de entrada para o sistema de *trigger* de múons são os chamados *trigger latches*, ou seja, o conjunto de 16000 bits associados a cada uma das PDT do sistema de múons, que representam cada múon que passam por ela ou um **hit**.

O Nível 1 divide o sistema de múons em cinco regiões :

- central (CF)
- frontal-norte (EFN)

- frontal-sul (EFS)
- SAMUS-norte (SN)
- SAMUS-sul (SS)

Em cada região o *trigger* procura por padrões de *hits* consistentes com um múon originário do ponto nominal de interação .

Na maioria das regiões exigem-se *hits* em pelo menos 3 planos de uma câmara, exceto na região central onde em alguns setores se exigem *hits* em apenas 2 planos.

O *trigger* conta o número de candidatos a traço em cada região e os compara com um conjunto de traços pré-determinados. Qualquer termo de *trigger* apropriado é enviado ao *trigger* geral de Nível 1.

O *trigger* de múons não é capaz de distinguir entre múons de diferentes momenta pois os traços aceitos por ele são muito dispersos.

Há também um *trigger* de múons ao nível 1.5 que é capaz de impor um critério de momentum transverso, requerendo um casamento mais estreito entre os traços de múons. Entretanto, devido ao problema combinatorial de ruídos de diferentes partes da eletrônica, especialmente na região próxima à linha do feixe (SAMUS), esse processo acarreta tempo morto ao sistema.

De uma maneira mais detalhada, os *trigger latches* são conduzidos do detector à uma plataforma móvel (MCH), até os módulos do tipo VME, onde as placas de endereçamento (MAC), que têm uma relação unívoca com as câmaras do WAMUS, combinam *hits* próximos em **centróides** que satisfazem coincidências previamente estabelecidas.

Dois tipos de centróides são determinados. Um associado a uma granularidade de

meia célula (5 cm para o WAMUS) e constitui a unidade básica de *trigger* de múons ao nível 1.5. O outro com uma granularidade maior (15 cm para o WAMUS) constitui a unidade básica de *trigger* de múons ao nível 1.

Os centróides com menores granularidades são enviados para placas eletrônicas do *trigger* de nível 1.5 (OTC – *Octant Trigger Card*) e os de maiores granularidades às placas do nível 1 (CCT – *Coarse Centroid Trigger*).

As placas do nível 1 (CCT), essencialmente, determinam coincidências nas 3 camadas (A, B e C) do sistema de múons. O critério é que haja pelo menos um centróide em cada camada e exige-se um conjunto de *hits* compatíveis com traços de múons provenientes do ponto nominal de interação .

Essas informações são identificadas, contadas e codificadas por regiões de acordo com combinações globais pré-estabelecidas e passadas então como termos de *trigger* para o sistema de *trigger* geral de Nível 1 tais como:

- Dois múons na região central ($\eta < 1$).
- Um múon no WAMUS ($\eta < 1,7$).

• A contribuição do LAFEX

Nesse ponto, cabe registrar a participação de nosso grupo do LAFEX/CBPF na implementação do *trigger* de nível 1 de múons.

O trabalho se iniciou pela região central (WAMUS) do sistema, na melhora da eficiência do *trigger* de nível 1.5, através da reprogramação de circuitos integrados (PLD) das placas de endereçamento (MAC).

Posteriormente, o grupo foi o responsável pela elaboração e programação das equações de lógicas de coincidências de nível 1 e pela incorporação das placas eletrônicas (CCT) nos módulos do sistema.

O trabalho do grupo culminou com a implementação do *trigger* nas regiões próximas à linha do feixe (SAMUS). Nessa região, inclusive as placas que recebem os centróides (STC) foram projetadas por membros do grupo.

3.4.2 Trigger Geral de Nível 2

O último estágio de *trigger* é constituído por um conjunto de 48 nós, que são computadores de uso geral (VAX station 4000/60), que recebem as informações do nível 1, ou seja, dos módulos (VME) digitalizadores, via 8 cabos paralelos, operando a uma taxa de 40 Mbytes/s.

Se um evento que passou pelo nível 1 satisfaz os critérios de seleção do nível 2, ele é transferido do nó particular que o recebeu a outro computador do tipo VAX 6620 que atua como um servidor de entrada e saída (I/O). Este armazena os eventos em disco, transfere-os para um gravador magnético de fitas do tipo 8mm e os mantém disponíveis para monitoração via *worstations*.

Durante o “run 1A”, o tamanho típico de um evento foi da ordem de 500 kbytes e, a quantidade de dados coletados no período de 1 ano foi cerca de 10^7 eventos.

Cerca de 10% dos eventos que são classificados como potencialmente interessantes, ou seja, com prioridade para análise, são enviados diretamente para a chamada **linha expressa**. Em geral, os eventos são transmitidos por uma **linha geral**, numa taxa de 1,2 Mbytes/s.

3.5 DØ Software

Desde a proposta inicial de construção do detector, houve necessidade de desenvolver programas de simulações inexistentes no mercado de computação científica. Assim, desde a fase inicial de construção, passando pela aquisição de dados, até a reconstrução, simulação e análise de eventos foi necessário a utilização de uma enorme quantidade de programas gerados pela própria colaboração DØ e, portanto, uma boa estruturação dos programas utilizados. Cada parte do detector, do processo de detecção ou do fenômeno que ocorre durante uma colisão $p\bar{p}$ está associado a um determinado pacote de programas.

O pacote de programas utilizado na reconstrução de eventos, o DØRECO, traduz os arquivos que contêm os dados brutos coletados (como energia depositada no calorímetro ou traços nas câmaras de múons) em arquivos que contêm as informações de um evento em termos de variáveis físicas tais como posições, energia ou momentum.

Para cada arquivo de dados brutos o pacote de reconstrução gera os arquivos **DST**, que contêm apenas variáveis físicas necessárias á análise posterior ⁴ e os arquivos do tipo **STA**, que, além de conterem as variáveis físicas, mantêm toda a informação bruta (600 kbytes).

Um pacote de programas essencial é o simulador do detector, denominado DØGEANT, baseado em métodos à Monte Carlo. Esse pacote simula a passagem de partículas por diversos materiais e as interações ocorridas como processos de espalhamentos. Essa simulação é fundamental tanto na parte de pré-análise dos dados simulados, quanto nos estágios preliminares de planejamento e construção do detector, e no próprio desenvolvimento do código do pacote de reconstrução.

⁴Reduzindo o tamanho de um evento para 20 kbytes.

Um outro pacote essencial à reconstituição integral de um evento é o simulador de *trigger* (TRIGSIM), que contém todas as etapas de cálculo da lógica do *trigger* até os *trigger bits* e, possibilita a determinação da eficiência de *trigger* no processo de coleta de dados.

A figura 3.8 mostra todo o ciclo do processo de pré-análise ao qual os dados simulados gerados pelo pacote ISAJET são submetidos. Após essa etapa começa um processo específico de filtragem da amostra. Este processo consiste na redução e agrupamento dos dados num formato (N-úplas) adequado para ser utilizado na etapa propriamente de análise (análise *off-line*), que foi realizada em grande parte utilizando-se o pacote PAW [41]. O trabalho de análise relativo a esta tese será descrito no próximo capítulo.

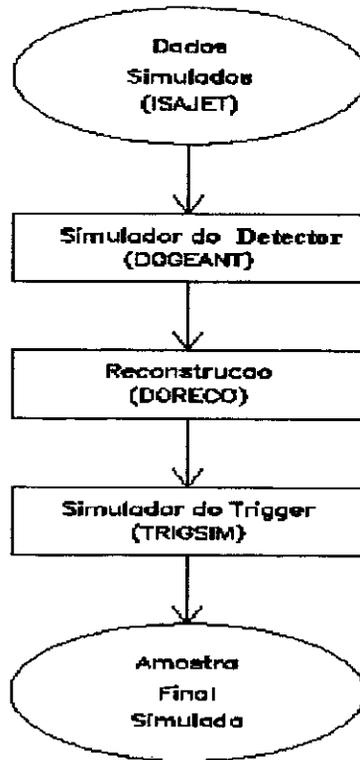


Figura 3.8: Pré-análise de eventos simulados.

4

A Análise de Dados : A Seção de Choque de Produção Inclusiva de Quarks b

O processo de aquisição de dados durante o “run 1A” se desenvolveu de maneira contínua e sistemática. A taxa de eventos que satisfaziam os critérios de seleção do *trigger* de múons em geral quase que excedia a capacidade do *trigger* geral e, portanto, houve a necessidade de um pré-escalonamento do *trigger* de nível 1, para que a transmissão ao *trigger* de nível 2 se realizasse a taxas razoáveis.

Devido às exigências menos restritivas que às das tomadas de dados globais, a amostra de múons para esse trabalho de análise foi obtida em tomadas especiais (num total de 20), quando a luminosidade do feixe era cerca de $3 \times 10^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Ainda assim, na maioria das vezes, foi necessário o pré-escalonamento do *trigger*.

Após correções devidas aos espalhamentos múltiplos no calorímetro, *microblanking* e *prescaling*, a amostra resultante corresponde a uma luminosidade integrada de 83nb^{-1} com cerca de 40000 eventos armazenados em fitas.

4.1 Seleção de eventos

As principais exigências de *trigger* para a seleção de eventos durante as tomadas especiais foram:

Ao nível 1 : Um múon na região central (WAMUS) de $|\eta| < 1.0$.

Ao nível 2 : Um múon na região central (WAMUS) de $|\eta| < 1.0$.

Confirmação do traço do múon pelo calorímetro.

Momentum transverso do múon maior que 3 GeV.

4.2 Identificação de múons

Após obtida a amostra de candidatos a múons iniciou-se o processo de reconstrução, ou seja, a utilização do pacote DØRECO. Esse pacote identifica candidatos a múons em 3 etapas:

- 1 **Escolha de “hits”** : combina dados brutos (“hits”, sinais de tempo, pulsos analógicos, etc.) com constantes de calibração para associá-los a pontos no sistema de coordenadas global do DØ.
- 2 **Reconhecimento de padrões** : identifica certos grupos de “hits” com um traço de múon. Um ajuste preliminar é realizado e o momentum associado a cada traço é corrigido para a energia média esperada do múon depositada no calorímetro.
- 3 **Ajuste global** : relaciona um traço de múon com a informação apropriada do detector central e realiza um ajuste completo pelo método dos mínimos quadrados.

Esses critérios não são suficientes para a identificação completa dos múons e, portanto, requisitos adicionais são necessários para caracterizar a qualidade da amostra resultante (figura 4.1), ou seja, a qualidade dos múons.

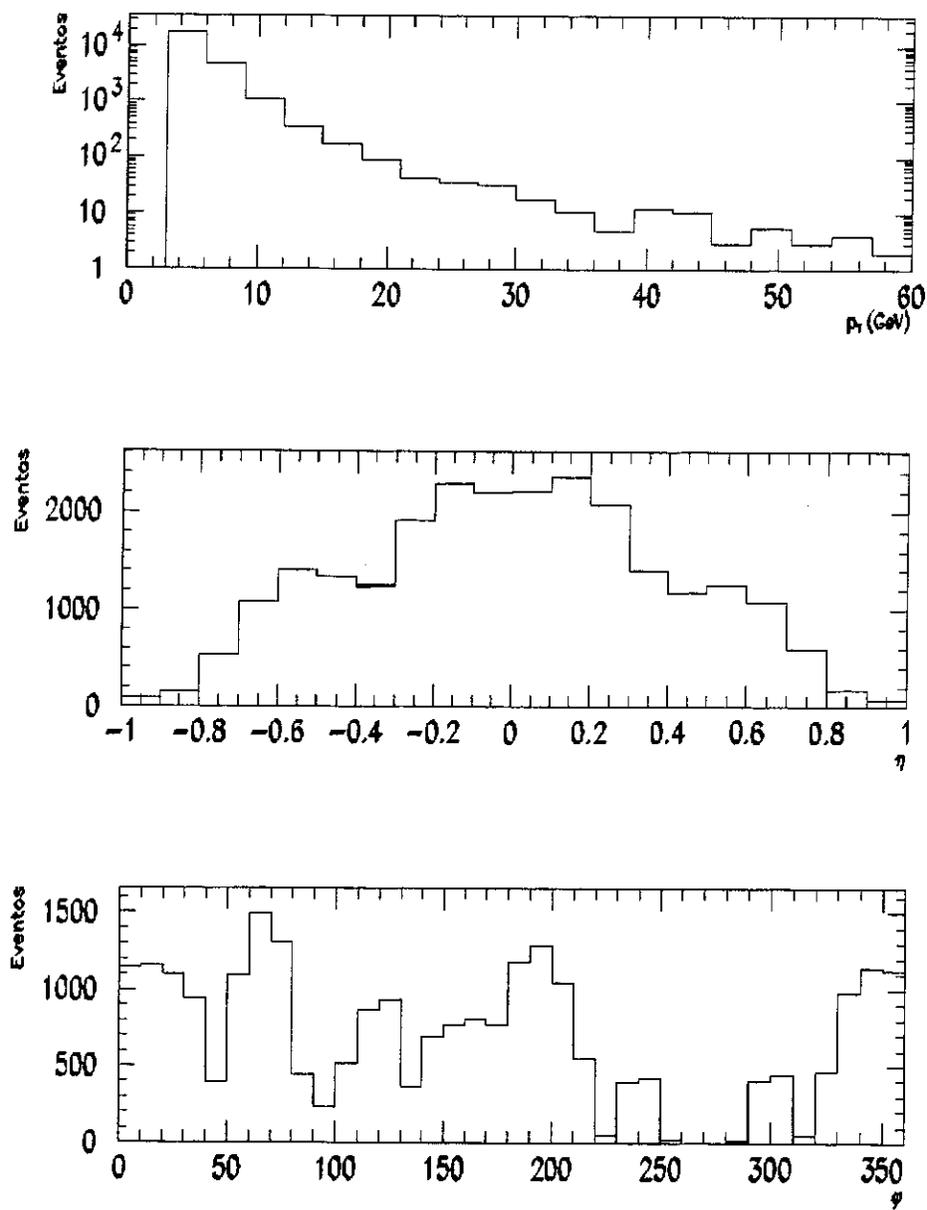


Figura 4.1: Distribuições em p_T , η e ϕ da amostra total reconstruída.

4.3 Qualidade dos múons

Os critérios que definiram a qualidade dos múons da amostra, ou seja, os critérios de seleção (**cortes**) impostos aos dados e aplicados também às amostras obtidas por simulação para a determinação da eficiência global de detecção foram:

- **Confirmação do calorímetro** : Um múon perde no calorímetro cerca de 1 a 3 GeV de energia. Esse critério exige que um traço de múon esteja associado a energia total (ECAL1) depositada nas células cortadas pelo traço e em seus primeiros vizinhos igual ou superior a 1 GeV.
- **Integral do Campo Magnético** : O momentum de um múon é calculado pelo desvio de sua trajetória ao atravessar o toróide e pelo campo magnético (\vec{B}) estabelecido no toróide. Essa mudança de direção é proporcional à integral do campo magnético ao longo da trajetória do múon ($\int \vec{B} \times d\vec{l}$). Para assegurar uma melhor determinação do momentum e a diminuição de *punchthrough* foi exigido aos candidatos um valor de $\int \vec{B} \times d\vec{l} \geq 0,6$ GeV.
- **Sincronismo dos traços** : Um critério efetivo para a rejeição de raios cósmicos é através da determinação do tempo que um múon passa pelo detector, relativamente ao instante de colisão do feixe. Um modo de se realizar essa determinação é permitir que as origens de tempo associadas aos “hits” (que constituem um traço) variem. Define-se o tempo de sincronismo (T_ϕ) como aquele que minimiza o teste de χ^2 do traço. Raios cósmicos são aleatórios com relação às colisões. Um mínimo de 100 ns, baseado em distribuições de T_ϕ resultantes de dados de raios cósmicos, foi escolhido como o corte apropriado à rejeição de raios cósmicos.

- **Confirmação do detector central** : Ao atravessar o detector central, um bom candidato a múon deixa um traço que pode ser comparado ao traço reconstruído pelo sistema de múons. O código de reconstrução examina se existe algum traço no detector central numa região determinada por $\Delta\theta \leq 0,35$ rad e $\Delta\phi \leq 0,35$ rad ao longo do traço determinado pelo sistema de múons.
- **Cortes cinemáticos** : Alguns critérios, algumas vezes redundantes com os níveis 1 e 2 de *trigger*, para delimitação do domínio cinemático da análise foram exigidos. Sómente múons com p_T maiores que 3 GeV, necessários para atravessar os toróides, e menores que 60 GeV, devido a baixa estatística e a baixa resolução, e encontrados na região central em $|\eta| < 0,8$ foram aceitos. A distribuição dos dados segundo o ângulo azimutal ϕ mostra profundas ineficiências de detecção na região de $80 < \phi < 110^\circ$. Essa região se encontra perto do anel principal e, portanto, devido às flutuações de alta tensão, as eficiências das câmaras são muito baixas. Essa região foi excluída dessa análise, ou seja, bons candidatos a múons devem satisfazer ao corte $\phi \leq 80^\circ$ e $\phi \geq 110^\circ$.
- **Parâmetros de impacto** : Dois parâmetros foram utilizados como critérios para definir a aproximação do traço de um múon e do vértice da colisão: o parâmetro de impacto 3D (I_P), que é a distância mais próxima de um traço e o vértice; e o parâmetro de impacto xy (I_{xy}), que é a distância mais próxima da projeção do traço no plano perpendicular ao feixe e o vértice. Os cortes associados a essas variáveis foram parametrizados de acordo com a amostra simulada e resultaram em:

$$I_P, |I_{xy}| < \sqrt{\left(\frac{300}{p}\right)^2 + 10^2} \text{ (cm)}$$

4.4 Eficiências

Num experimento que envolve um detector complexo como o DØ, os resultados experimentais não podem ser diretamente comparados aos teóricos. Para realizar essa comparação, ou os dados “reais” devem ser “limpos” de imperfeições dos detectores e ineficiências no processamento de dados, ou os resultados teóricos devem ser sujeitos a uma simulação detalhada dos detectores seguido de um critério de seleção similar ao imposto aos dados “reais”. Utilizando-se a segunda opção, todas as eficiências obtidas a partir da simulação da amostra podem ser aplicadas aos dados.

O método básico para a determinação das diversas componentes de eficiência de detecção consiste na comparação do número de eventos que passaram (N_P) e dos que não passaram (N_N) por cada um dos critérios de seleção de qualidade dos múons (cortes) segundo:

$$\epsilon = \frac{N_P}{N_P + N_N}$$

Considerando o fato que algumas fontes de ineficiências não são bem simuladas, a eficiência de detecção associada a um corte em geral pode ser superestimada. Por outro lado, calculando-se a eficiência a partir dos próprios dados ela poderá ser subestimada, uma vez que os dados são de certa forma contaminados. De qualquer modo, em casos nos quais a determinação de uma grandeza não pode ser satisfatoriamente reconstruída e que após os cortes finais os dados resultantes constituem uma amostra razoavelmente “pura”, podem-se estimar as eficiências a partir dos próprios dados.

A tabela 4.1 mostra as eficiências relativas aos cortes de parâmetro de impacto 3D (I_P), sincronismo dos traços (T_ϕ) e confirmação do detector central (NCD), que foram

determinadas a partir dos próprios dados e os erros sistemáticos associados.

corde	$\epsilon \pm \Delta\epsilon$
I_P	$0,95 \pm 0,02$
T_φ	$0,89 \pm 0,03$
NCD	$0,92 \pm 0,03$

Tabela 4.1: Eficiências e erros sistemáticos determinados a partir dos dados.

A eficiência associada aos processos de seleção (*trigger*) e de reconstrução de eventos ($\epsilon_{\text{trig.reco}}$), foi determinada a partir de uma amostra de múons provenientes de decaimentos de J/ψ e foi cerca de $0,56 \pm 0,05$ para $p_T^\mu \geq 6$ GeV.

As eficiências, associadas aos outros critérios de qualidade dos múons, foram determinadas a partir de amostras de múons provenientes de simulações, pelo pacote ISAJET, de decaimentos de quarks b e c , mésons π/K e bósons W/Z , num total de cerca de 33000 eventos. Tais amostras foram submetidas a uma completa simulação do detector (DØGEANT), reconstruídas (DØRECO) e submetidas ao pacote simulador dos níveis 1 e 2 de *trigger* (TRIGSIM). As ineficiências associadas às câmaras de múons foram levadas em conta pelo pacote MUSMEAR.

A distribuição dos dados com relação a pseudo-rapidez (figura 4.1) sugere, claramente, a divisão da determinação da eficiência em três regiões:

- $|\eta| < 0,3$
- $0,3 \leq |\eta| \leq 0,7$
- $0,7 \leq |\eta| < 0,8$

Uma vez determinadas as eficiências associadas aos cortes de I_{xy} , ECAL1 e a $\int \vec{B} \times d\vec{l}$ (ϵ_{cortes}), nas três regiões, a eficiência global de detecção (ϵ_{glob}) é dada por:

$$\epsilon_{glob} = \epsilon_{trig.reco} \times \epsilon_{cortes} \times \epsilon_{IP} \times \epsilon_{T_0} \times \epsilon_{CD} \times \epsilon_{câmara} .$$

Ela foi mediada em η e parametrizada como função de p_T (figura 4.2) de tal modo que cresce de $0,06 \pm 0,01$ a $p_T = 3,5$ GeV até $0,28 \pm 0,03$ para $p_T > 6,0$ GeV.

O erro associado à eficiência foi dominado por incertezas nas eficiências das câmaras de múons ($\approx 12\%$).

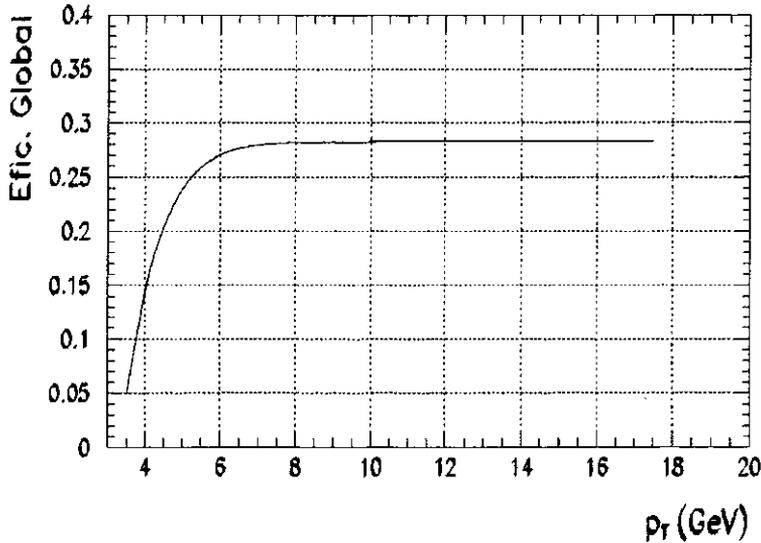


Figura 4.2: Eficiência global de detecção de múons na região de $|\eta| < 0,8$.

Um total de cerca de 16000 eventos que passaram por todos os cortes de qualidade, constituem a amostra final de múons. Suas distribuições para momentum transversal, pseudo-rapidez e ângulo azimutal estão mostradas como histogramas na figura 4.3.

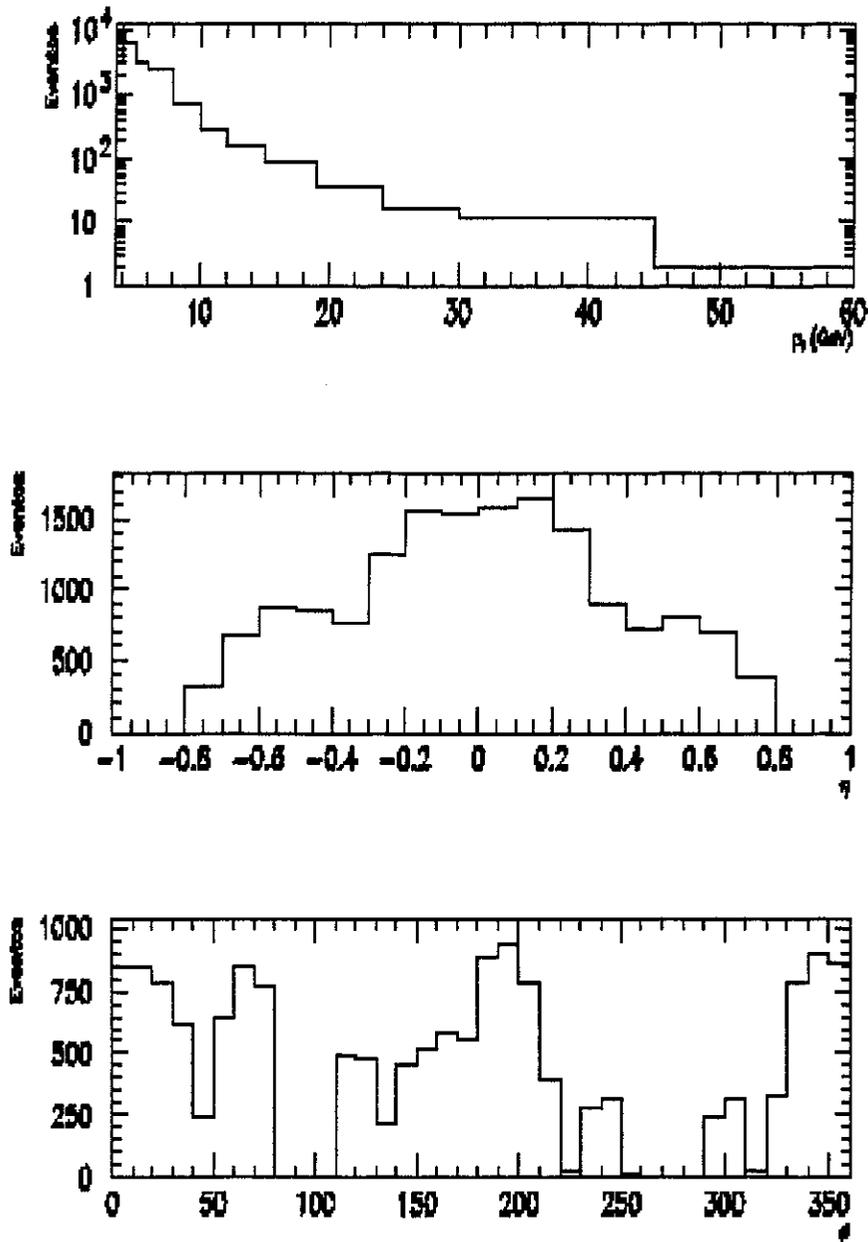


Figura 4.3: Espectro de p_T e distribuições em η e ϕ da amostra final de múons na região central.

4.5 Background de raios cósmicos

Após passar pelos critérios de qualidade a amostra final encontra-se razoavelmente “limpa” de múons que não provêm de colisões $p\bar{p}$. Entretanto, ainda persiste uma pequena parcela de múons de raios cósmicos. Essa contaminação residual foi estimada, por um ajuste da distribuição de T_0 para raios cósmicos aos dados, como cerca de $(9 \pm 3)\%$ e subtraída dos dados (figura 4.4).

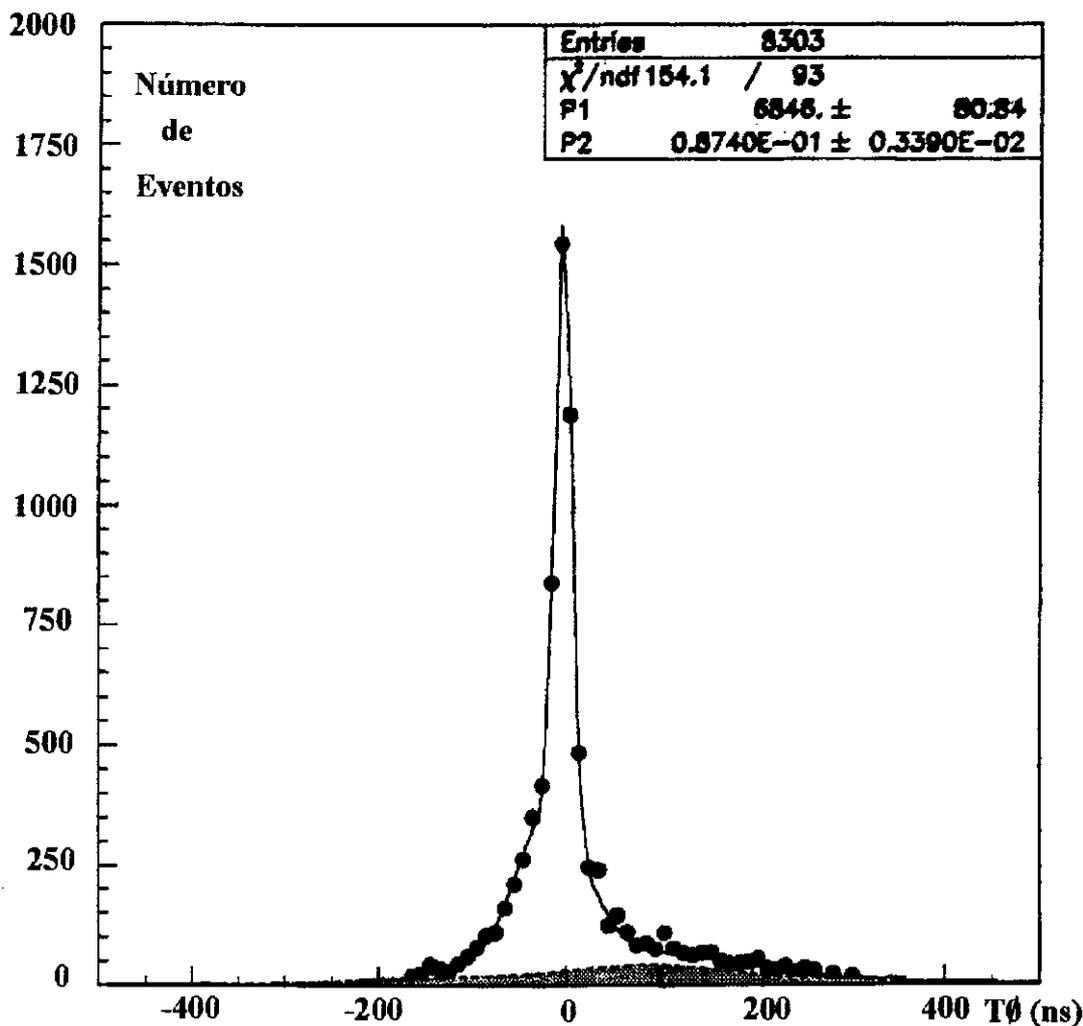


Figura 4.4: Distribuições em T_0 da amostra e de raios cósmicos.

4.6 Seções de choques de múons

Ao calcular e representar o espectro de momentum transverso da seção de choque diferencial de produção inclusiva de múons, para comparação com as expectativas teóricas, dois problemas se apresentam:

- O primeiro aparece da necessidade de se associar cada valor da seção de choque a um valor de p_T no intervalo de momentum considerado. A utilização de intervalos variáveis e a grande variação do espectro, sugerem que se utilize como abscissa um valor p_T^w tal que determine o valor médio da seção de choque no intervalo considerado [42, 43], ou seja:

$$\frac{d\sigma}{dp_T}(p_T^w) = \frac{1}{\Delta p_{T_i}} \int_{p_{T_i}}^{p_{T_{i+1}}} dp_T \frac{d\sigma}{dp_T}(p_T) \quad (4.1)$$

onde p_{T_i} e $p_{T_{i+1}}$ são os limites inferior e superior do intervalo i de p_T , $\Delta p_{T_i} = p_{T_{i+1}} - p_{T_i}$ e $\frac{d\sigma}{dp_T}(p_T)$ é a distribuição esperada.

- O segundo surge da resolução na medida do momentum que faz com que a seção de choque diferencial observada $\frac{d\sigma}{dp_T}(p_T)|_{obs}$ seja dada por:

$$\frac{d\sigma}{dp_T}(p_T)|_{obs} = \int dp_T \mathcal{G}(p_T, p'_T) \frac{d\sigma}{dp'_T}(p'_T)|_{esperada} \quad (4.2)$$

ou seja, pela convolução da seção de choque diferencial esperada $\frac{d\sigma}{dp'_T}(p'_T)|_{esperada}$ e a função de resolução $\mathcal{G}(p_T, p'_T)$ que representa a influência do detector.

Dois são os caminhos para a solução desse problema, ou as expectativas de seções de choque teóricas são submetidas a um processo de convolução que supostamente foi imposto aos dados, ou se tenta fazer o processo inverso de deconvolução dos dados. A

opção escolhida nesta tese foi a de fazer a deconvolução dos dados, que também pode ser realizada de vários modos alternativos [34, 44].

A essência do método utilizado, chamado **método bayesiano**, consiste numa interpretação probabilística do problema.

o O método bayesiano

A função de resolução é uma gaussiana ajustada a partir dos dados, e se expressa em termos do inverso do momentum, de largura $\sigma(1/p)$ (figura 4.5).

A função de ajuste para a largura é dada por:

$$\frac{\sigma(1/p)}{1/p} = \sqrt{[0,18(1 - 2/p)]^2 + (0,008p)^2} \quad (4.3)$$

Escrevendo-se

$$\begin{cases} x = 1/p \\ y = 1/p' \end{cases}$$

os problemas de convolução e deconvolução podem ser escritos

$$\begin{cases} n(y) = \int dx P(y, x)n(x) \\ n(x) = \int dy P(x, y)n(y) \end{cases}$$

onde $n(x)$ é o espectro esperado, $n(y)$ é o espectro observado, $P(y, x)$ é a probabilidade de ocorrência de y se ocorreu x e $P(x, y)$ é a probabilidade de ocorrência de x se ocorreu y .

O método consiste na obtenção, por um processo iterativo, da probabilidade $P(x, y)$ a partir de $P(y, x)$ e da probabilidade de ocorrência de x ($P(x)$), utilizando-se o chamado teorema de Bayes [45], que pode ser expresso por:

$$P(x, y) \propto P(x) P(y, x)$$

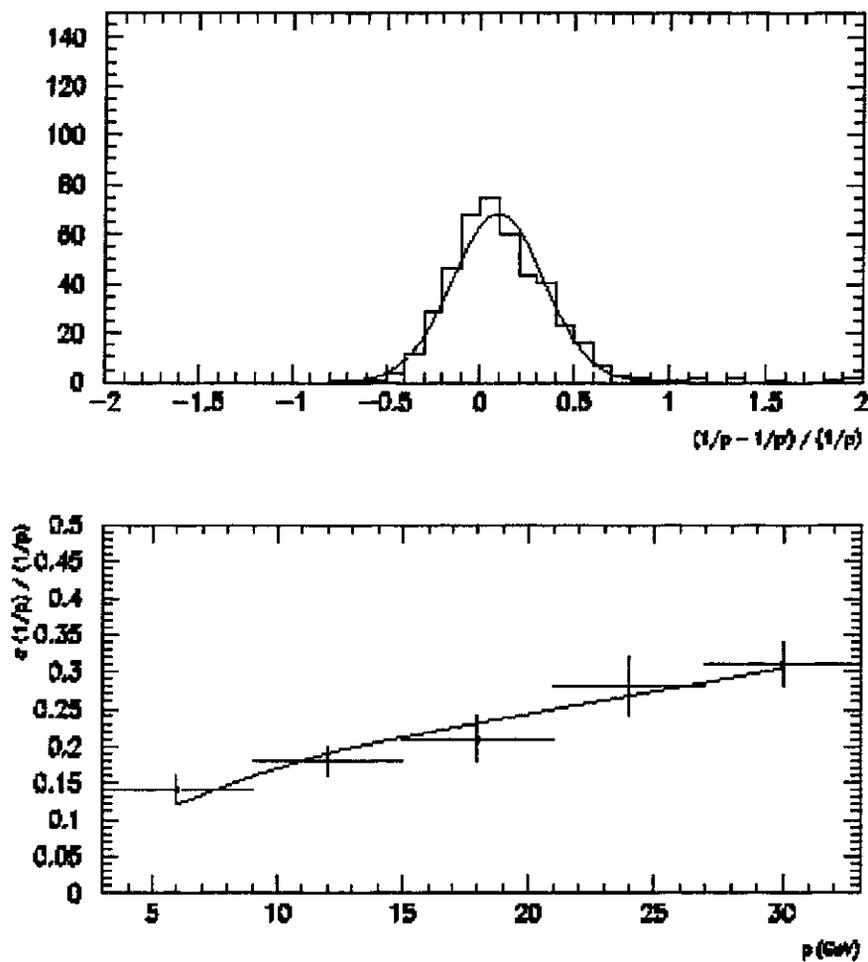


Figura 4.5: Ajustes da função de resolução no intervalo de $15 < p_T < 21$ GeV e da resolução de momentum (largura) no intervalo $3 < p_T < 33$ GeV.

• Produção inclusiva de múons.

A seção de choque diferencial de produção de múons, determinada segundo a equação 2.9, é mostrada na figura 4.6. As curvas tracejadas representam as contribuições esperadas de decaimentos de mésons π/K e de bósons W/Z . A diferença entre a soma das contribuições de mésons π/K e de bósons W/Z e os pontos experimentais é atribuída aos decaimentos de quarks b e c .

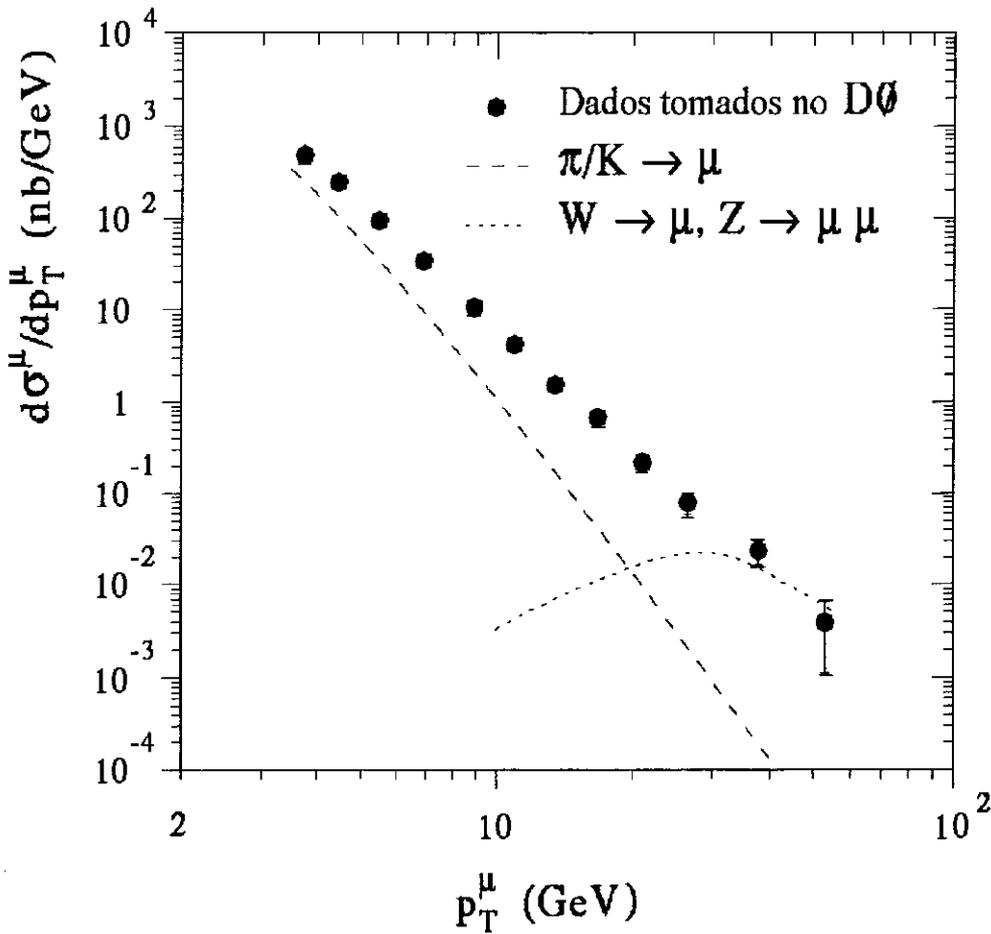


Figura 4.6: Comparação da seção de choque inclusiva de múons com as contribuições esperadas de decaimentos de mésons π/K e bósons W/Z .

A distribuição observada é consistente com o fato, já bem estabelecido, da grande

contribuição dos decaimentos de mésons π/K a baixos valores de p_T e do domínio de decaimentos de bósons W/Z a altos p_T . Essa consistência é importante para a verificação da normalização da seção de choque da amostra.

Os decaimentos dos bósons W/Z foram simulados pelo pacote ISAJET, com seções de choque e erros sistemáticos checados com dados do grupo de estudos de bósons W/Z [46] também da colaboração DØ.

A tabela 4.2 mostra os valores medidos das seções de choques de produção inclusiva de múons na região central do detector DØ e os erros associados.

intervalo em p_T (GeV)	p_T^μ (GeV)	$d\sigma/dp_T$ (nb/GeV)	erro estat.	erro sist.	erro total
3,5-4	3,7	485,0	0,018	0,20	0,20
4-5	4,5	245,2	0,013	0,17	0,17
5-6	5,5	97,8	0,018	0,17	0,17
6-8	6,9	35,5	0,020	0,16	0,16
8-10	8,9	10,6	0,037	0,16	0,16
10-12	10,9	4,2	0,059	0,16	0,17
12-15	13,4	1,5	0,08	0,16	0,18
15-19	16,8	0,66	0,12	0,16	0,19
19-24	21,0	0,22	0,16	0,16	0,23
24-30	26,5	0,078	0,25	0,16	0,30
30-45	37,8	0,023	0,29	0,16	0,33
45-60	53,0	0,004	0,71	0,16	0,72

Tabela 4.2: Seção de choque de produção inclusiva de múons par $|\eta| < 0,8$

• Múons de decaimentos de quarks b .

Devido ao problema de estatística para altos valores de p_T e a grande contribuição dos decaimentos de mésons π/K a baixos valores de p_T ($\approx 25\%$) a seção de choque de produção inclusiva de múons provenientes de quarks b foi determinada (equação 2.10) no intervalo de p_T de 4 – 30 GeV.

Após estimar e subtrair a contribuição dos decaimentos de bósons W/Z ($N_{W/Z}^\mu$) da amostra de múons, é esperado que o restante provenha principalmente de decaimentos de quarks b e c .

A determinação da fração de múons provenientes de quarks b (f_b) foi realizada utilizando-se o momentum transversal do múon (p_T^{rel}) com relação ao jato associado.

Jatos são reconstruídos para $E_T^{jato} > 8$ GeV, utilizando-se o algoritmo de cone [18] com raio $R = 0,7$ no espaço de pseudo-rapidez *versus* ângulo azimutal. Uma vez que os jatos que acompanham múons de decaimentos semi-leptônicos têm baixa energia transversa, somente cerca de 60 % dos múons têm um jato próximo ($\Delta R^{\mu,jato} < 1$). Essa porcentagem é consistente com a fração reconstruída de jatos em eventos simulados e, portanto, se assume que as distribuições finais da amostra de múons com ou sem a exigência de jatos são similares.

Assim, a fração f_b extraída do subconjunto de múons com jatos associados, supostamente, é a mesma que para a amostra de múons sem jatos.

As distribuições relativas aos decaimentos de quarks b , quarks c e de mésons π/K foram obtidas por simulações com o pacote ISAJET. A simulação de decaimentos dos quarks b inclui o decaimento direto ($b \rightarrow \mu$) e o sequencial ($b \rightarrow c \rightarrow \mu$) com os *branching ratios* adequados [47]. O espectro resultante tem, praticamente, a mesma forma que o

espectro de léptons medido pela colaboração OPAL [48] no LEP.

A figura 4.7 mostra a distribuição de p_T^{rel} para o intervalo de p_T de 8 – 30 GeV.

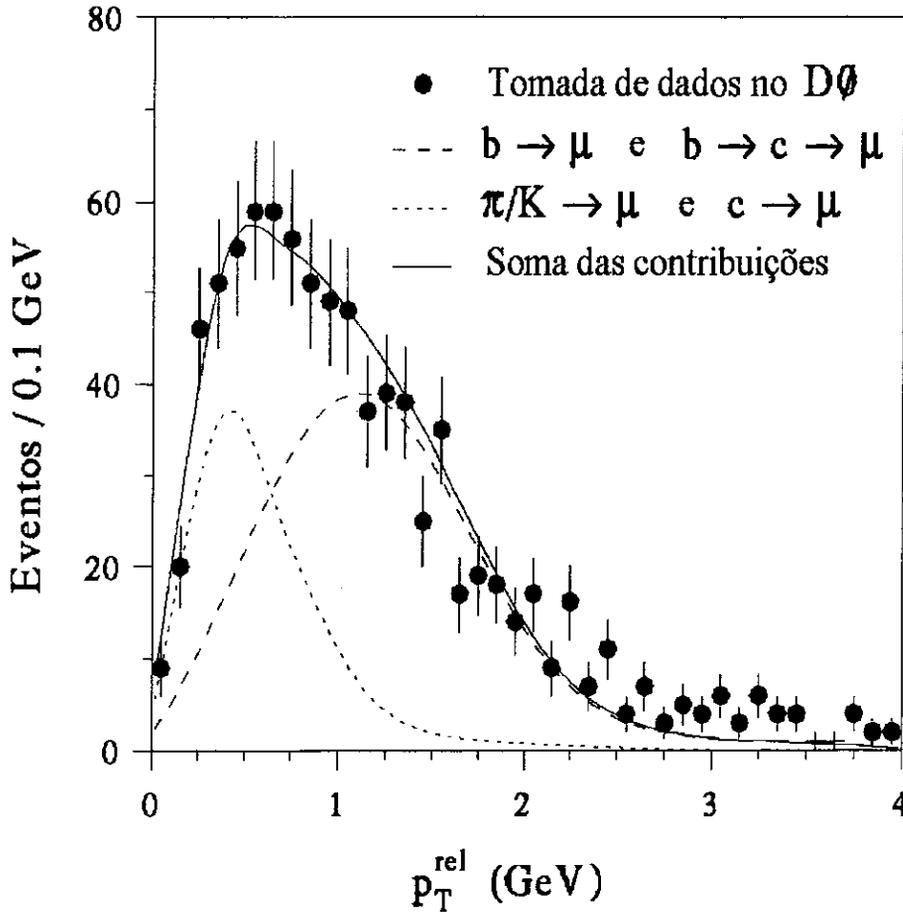


Figura 4.7: Distribuição de p_T^{rel} para o subconjunto de múons associados a jatos no intervalo de p_T de 8 – 30 GeV.

Finalmente, a fração f_b foi determinada por ajustes das distribuições de p_T^{rel} de quarks b , quarks c e mésons π/K em intervalos de p_T (figura 4.8). Os erros na fração f_b foram estimados em 12 %.

Esse resultado foi verificado, de uma outra maneira, pela subtração das contribuições

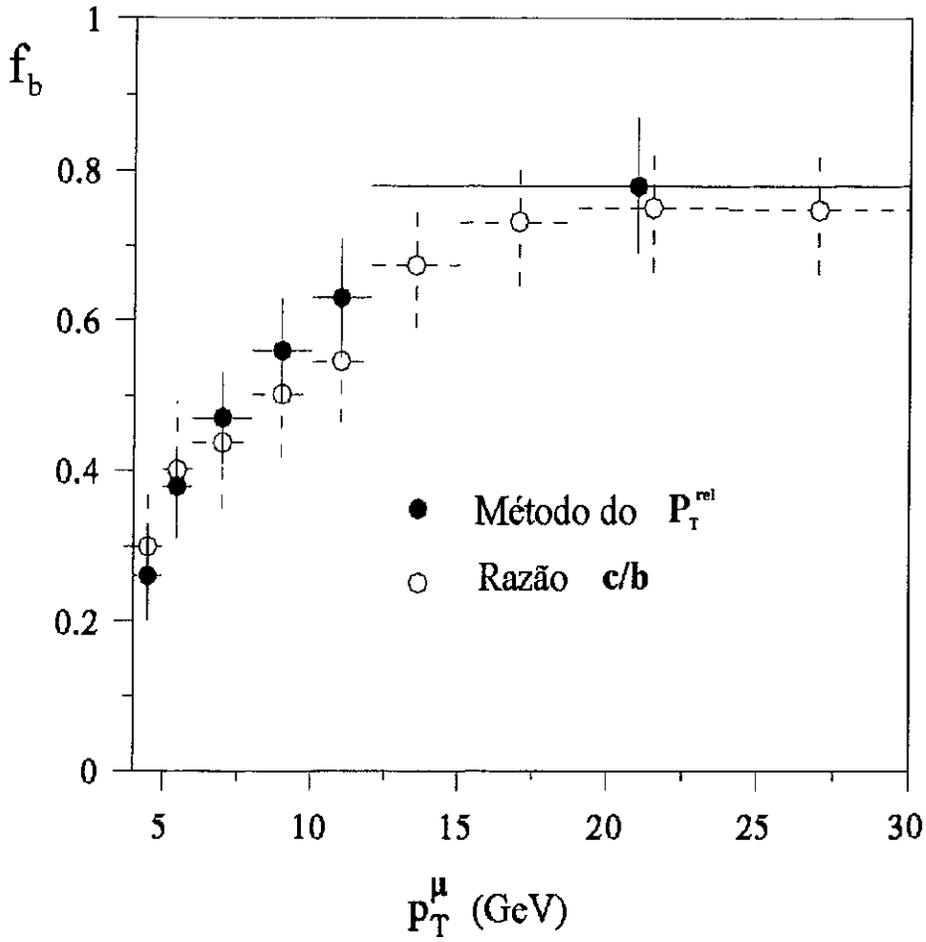


Figura 4.8: Fração f_b em função de p_T . Os círculos sólidos são provenientes da técnica de ajuste de p_T^{rel} e os círculos vazios são do método da razão c/b .

esperadas dos decaimentos de mésons π/K e bósons W/Z da amostra de dados e, utilizando-se a razão c/b das contribuições esperadas de *charm* e *bottom*. O erro por este método foi estimado variando-se essa razão em 50 %.

O termo f_p na equação 2.10 é o fator de correção devido a resolução na medida do momentum e, foi determinado pelo método bayesiano. Varia de 1, a baixos p_T , até 0,7 para $p_T = 20$ GeV. A incerteza nesse fator (≈ 6 %) foi estimada variando-se a função de resolução de acordo com seus erros.

O espectro experimental resultante é mostrado na figura 4.9. A expectativa teórica, também mostrada na figura 4.9, foi calculada usando-se o gerador ISAJET ¹ para a produção de quarks b , fragmentação e decaimento, com a seção de choque normalizada por cálculo em QCD perturbativa em NLO [14].

A tabela 4.3 mostra os valores medidos das seções de choques de produção inclusiva de múons provenientes de decaimentos de quarks b . Esse resultado foi obtido sem quaisquer hipóteses referentes a etapas da colisão $p\bar{p}$ que envolvem processos não-perturbativos como a hadronização. E, dentro das incertezas teóricas e experimentais é um resultado bem descrito pelas contribuições esperadas de várias fontes.

¹Veja seção 2.3.

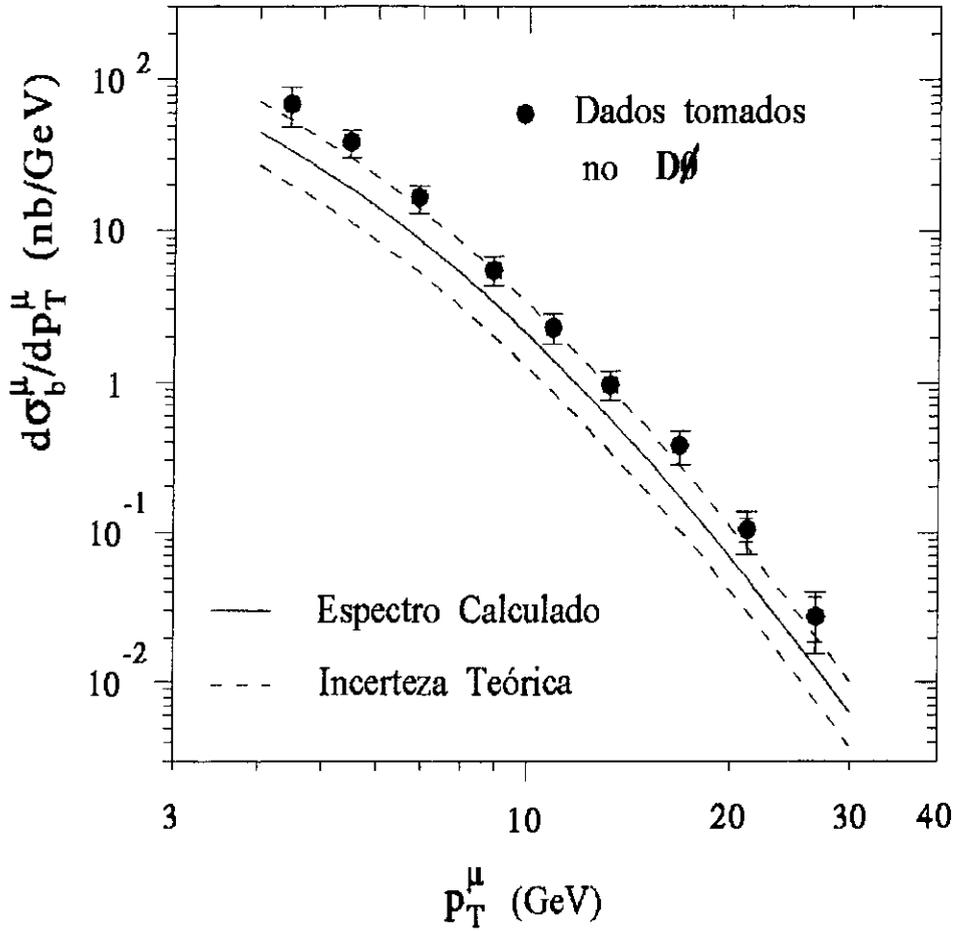


Figura 4.9: Espectros de múons para decaimentos inclusivos de quarks b .

intervalo em p_T (GeV)	p_T^μ (GeV)	$d\sigma/dp_T$ (nb/GeV)	erro estat.	erro sist.	erro total
4-5	4,5	68,3	0,013	0,29	0,29
5-6	5,5	38,4	0,018	0,21	0,21
6-8	6,9	16,4	0,020	0,21	0,21
8-10	8,9	5,5	0,037	0,21	0,21
10-12	10,9	2,3	0,059	0,21	0,22
12-15	13,4	0,97	0,080	0,21	0,22
15-19	16,8	0,38	0,11	0,23	0,25
19-24	21,2	0,11	0,18	0,26	0,32
24-30	26,7	0,028	0,33	0,30	0,44

Tabela 4.3: Espectro de múons para decaimentos inclusivos de quarks b na região $|y| < 0,8$.

4.7 Seção de choque de produção de quarks b

Utilizando-se o processo descrito na seção 2.6, a razão entre as seções de choque

$$\left(\frac{\sigma^b}{\sigma^\mu} \right)_{ISAJET}$$

depende da forma do espectro de p_T mas não da normalização. A incerteza na forma do espectro de 12 % foi estimada substituindo-se as distribuições partônicas MRSDØ pelas MRSD [49].

O erro no parâmetro de Peterson ϵ_b junto com uma variação de 1σ no *branching ratio* dos decaimentos de mésons B foi estimado em 13 %. Acrescendo-se o erro da seção de choque de múons, a incerteza sistemática resultante na seção de choque de quarks b foi de 27 %.

A figura 4.10 mostra o resultado final dessa tese, a seção de choque de produção inclusiva de quarks b em função de p_T^{min} no intervalo de rapidez de $|y| < 1$. As curvas representam as previsões de QCD em NLO [14] utilizando-se as funções de distribuições partônicas MRSDØ. Resultados do CDF para a produção inclusiva de léptons [35], são mostrados também para comparações posteriores.

A tabela 4.4 mostra os valores calculados das seções de choques de produção inclusiva de quarks b na região central do detector DØ.

Os comentários finais, comparações com outros resultados e conclusões referentes a esses resultados são objetos do próximo capítulo de conclusão desta tese.

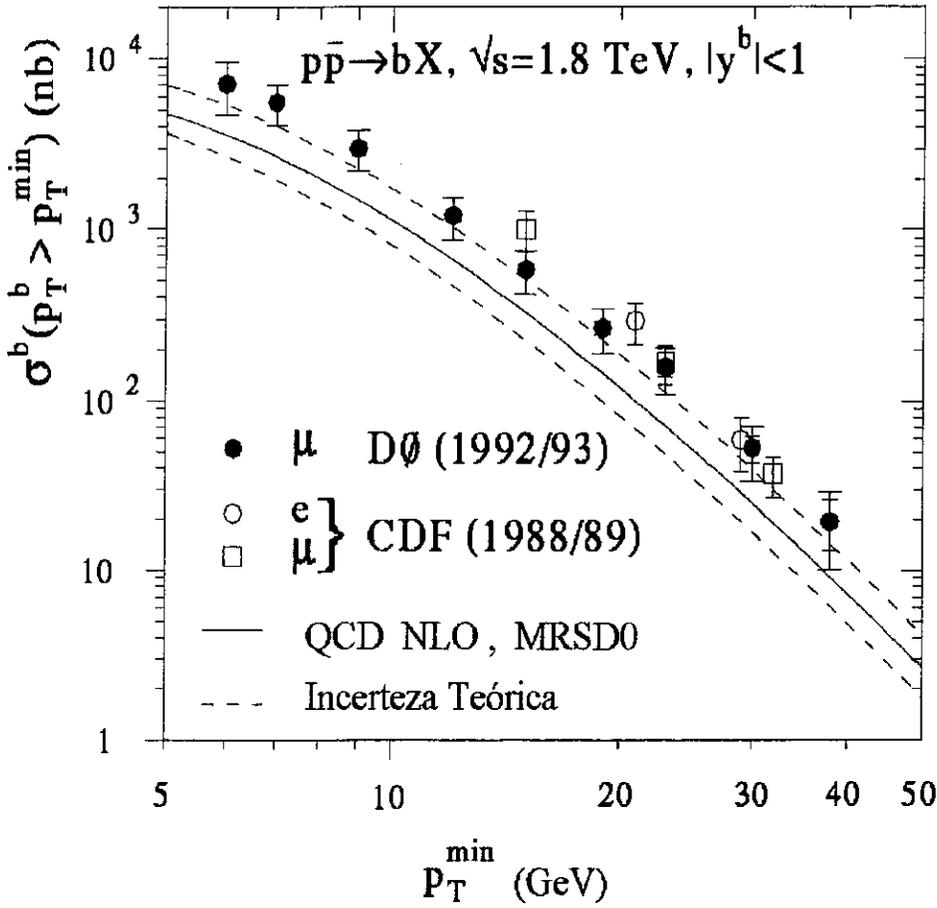


Figura 4.10: Seção de choque de produção inclusiva de quarks *b* comparada com previsões de QCD em NLO.

p_T^{\min} (GeV)	σ^b (nb)	erro estat.	erro sist.	erro total
6	7104,2	0,013	0,34	0,34
7	5533,5	0,018	0,27	0,27
9	2987,8	0,020	0,27	0,27
12	1204,4	0,037	0,27	0,27
15	585,0	0,059	0,27	0,28
19	266,2	0,080	0,27	0,28
23	157,2	0,11	0,29	0,31
30	53,0	0,18	0,31	0,36
38	19,5	0,33	0,35	0,48

Tabela 4.4: Seções de choques de produção inclusiva de quarks *b*.

5

Conclusões e Perspectivas

As colisões hadrônicas a energias alcançadas no Tévatron do Fermilab possibilitam a produção de quarks pesados como o b (*bottom*) e o t (*top*) e, portanto, constituem-se em uma interessante fonte de investigação da natureza dos mecanismos de produção destes quarks via interações fortes.

A produção, detecção e a reconstituição de eventos que assinalam a presença de quarks pesados envolvem várias dificuldades experimentais. Só recentemente foi possível a produção do quark top . As primeiras medidas experimentais de seções de choque de produção de quarks b , em intervalos de energia e rapidez comparáveis ao utilizado pela colaboração DØ, foram feitas pela colaboração CDF e não concordavam com as previsões da QCD. Por outro lado, medidas anteriores em regiões de energia mais baixa realizadas pela colaboração UA1, estavam em bom acordo com as previsões de QCD. O desafio de compreender as origens desta discrepância foi uma das principais motivações deste trabalho, cujo objetivo foi a determinação da seção de choque de produção inclusiva de quarks b numa região cinemática mais ampla do que a envolvida nas medições anteriores.

O detector DØ, por possuir as características necessárias às observações de eventos ligados à produção de quarks pesados, foi escolhido pelo grupo do LAFEX para sua primeira integração num experimento em anéis colisores. Na época de aceitação do grupo por parte dos demais membros da colaboração DØ, o detector não estava ainda em operação, o que permitiu ao grupo ter uma importante participação na implementação

do detector como instrumento ativo de observação e medição de fenômenos que ocorrem em altas energias.

Uma outra característica do detector DØ é a grande cobertura angular em relação a linha do feixe $p\bar{p}$, maior do que em qualquer outro detector em operação em anéis colisores. A divisão do detector por intervalos de pseudo-rapidez revela que pelo menos 3 regiões distintas possuem características de detecção especiais. Daí a análise feita nesta tese concentram-se em apenas uma dessas regiões (a região central).

Sem dúvidas, o detector DØ possibilitará, até o final deste século, a realização de vários experimentos em colisões $p\bar{p}$ no Tévatron, numa escala de energia inatingível em outros laboratórios.

A aquisição dos dados analisados nesta tese se deve a uma participação direta do grupo do LAFEX no sistema de *trigger* de múons, e possibilitou a determinação da medida da seção de choque de produção inclusiva de múons, a partir da qual se determinou a seção de choque de produção inclusiva de quarks b . Os resultados, concordam, dentro dos erros experimentais (figura 4.10), com os novos resultados apresentados pela colaboração CDF [35] a partir das suas medidas de produção inclusiva de léptons. Outros resultados da colaboração CDF, que mostravam algumas discrepâncias no espectro a baixos valores de p_T , derivam de análises a partir de estados finais diferentes¹ daqueles utilizados nessa análise. Resultados anteriores, da colaboração UA1 [30], obtidos a $\sqrt{s} = 630$ GeV, na região de baixos p_T , também concordam com os desta tese.

Os resultados aqui apresentados indicam também que a descrição da QCD, em NLO, para a produção de quarks pesados em colisões $p\bar{p}$ a $\sqrt{s} = 1,8$ TeV é adequada para o domínio cinemático estudado de $|y| < 1$ e $p_T > 6$ GeV, dentro da faixa de incerteza

¹ J/ψ ou decaimentos exclusivos de $b \rightarrow c$

estabelecida pela teoria (figura 4.10).

Os resultados obtidos nesta tese foram, conforme já mencionado, importantes também para aumentar o número de eventos de observações do quark *top*, uma vez que este decai necessariamente em um quark *b*. Em particular, o canal cujo decaimento subsequente do quark *b* é dado por,

$$t \rightarrow bX \rightarrow \mu X$$

utiliza critérios de seleção semelhantes aos utilizados nesta tese.

Quanto às perspectivas de futuros trabalhos experimentais do grupo, ligados à produção de *bottom*, é necessário que a região de rapidez seja ampliada, ou seja, regiões mais próximas ao feixe precisam ser exploradas. Para que este objetivo seja alcançado, é importante que haja uma modificação do detector, que possibilite a redução do nível de ruído nessas regiões. Para este fim, o grupo do LAFEX já se engajou em um trabalho de modificação da eletrônica associada ao sistema de múons. Isto favorecerá a ampliação do intervalo de rapidez medido. Deste modo, resultados referentes à próxima tomada de dados (“run 2”) devem permitir que se estabeleça a dependência da seção de choque com relação à rapidez, *i. e.*, que se determine $d\sigma/dy$. Espera-se, então, que este novo resultado possa ser utilizado para melhorar as parametrizações de distribuições gluônicas.

A

Colaboração DØ

S. Abachi⁽⁹⁾, B. Abbott⁽²⁷⁾, M. Abolins⁽¹⁹⁾, B.S. Acharya⁽³³⁾, I. Adam⁽⁸⁾, D.L. Adams⁽²⁸⁾, M. Adams⁽¹³⁾, S. Ahn⁽⁹⁾, H. Aihara⁽¹⁶⁾, G. Alvarez⁽¹⁴⁾, G.A. Alves⁽⁶⁾, N. Amos⁽¹⁸⁾, E.W. Anderson⁽¹⁵⁾, Yu. Antipov⁽²⁶⁾, S.H. Aronson⁽³⁾, R. Astur⁽³¹⁾, R.E. Avery⁽²³⁾, A. Baden⁽¹⁷⁾, V. Balamurali⁽²⁴⁾, J. Balderston⁽¹²⁾, B. Baldin⁽⁹⁾, J. Bantly⁽⁴⁾, J.F. Bartlett⁽⁹⁾, K. Bazizi⁽⁵⁾, T. Behnke⁽³¹⁾, J. Bendich⁽¹⁶⁾, S.B. Beri⁽²⁵⁾, V. Bezzubov⁽²⁶⁾, P.C. Bhat⁽⁹⁾, V. Bhatnagar⁽²⁵⁾, N. Biswas⁽²⁴⁾, G. Blazey⁽²⁹⁾, S. Blessing⁽²³⁾, A. Boehnlein⁽³⁵⁾, F. Borchering⁽⁹⁾, J. Borders⁽²⁹⁾, N. Bozko⁽²⁶⁾, A. Brandt⁽⁹⁾, R. Brock⁽¹⁹⁾, A. Bross⁽⁹⁾, D. Buchholz⁽²³⁾, V. Burtovoi⁽²⁶⁾, J.M. Butler⁽⁹⁾, O. H. Callot⁽³¹⁾, H. Castilla-Valdez⁽⁷⁾, D. Chakraborty⁽³¹⁾, S. Chekulaev⁽²⁶⁾, J. Chen⁽²⁾, L. P. Chen⁽¹⁶⁾, W. Chen⁽³¹⁾, L. Chevalier⁽³⁰⁾, S. Chopra⁽²⁵⁾, B.C. Choudhary⁽⁵⁾, J. H. Christenson⁽⁹⁾, M. Chung⁽¹³⁾, D. Claes⁽³¹⁾, A.R. Clark⁽¹⁶⁾, W.G. Cobau⁽¹⁷⁾, J. Cochran⁽³¹⁾, W.E. Cooper⁽⁹⁾, C. Cretsinger⁽²⁹⁾, D. Cullen-Vidal⁽⁴⁾, M. Cummings⁽¹²⁾, J.P. Cussonneau⁽³⁰⁾, D. Cutts⁽⁴⁾, O.I. Dahl⁽¹⁶⁾, K. De⁽³⁴⁾, M. Demarteau⁽⁹⁾, R. Demina⁽²¹⁾, K. Denisenko⁽⁹⁾, N. Denisenko⁽⁹⁾, D. Denisov⁽³²⁾, S. Denisov⁽²⁶⁾, W. Dharmaratna⁽¹¹⁾, H.T. Diehl⁽⁹⁾, M. Diesburg⁽⁹⁾, R. Dixon⁽⁹⁾, P. Draper⁽³⁴⁾, Y. Ducros⁽³⁰⁾, S. Durston-Johnson⁽²⁹⁾, D. Eartly⁽⁹⁾, D. Edmunds⁽¹⁹⁾, A. Efimov⁽²⁶⁾, J. Ellison⁽⁵⁾, V.D. Elvira⁽⁹⁾, R. Engelmann⁽³¹⁾, G. Eppley⁽²⁸⁾, O. Eroshin⁽²⁶⁾, V. Evdokimov⁽²⁶⁾, S. Fahey⁽¹⁹⁾, G. Fanourakis⁽²⁹⁾, M. Fatyga⁽³⁾, M.K. Fatyga⁽²⁹⁾, J. Featherly⁽³⁾, S. Feher⁽³¹⁾, D. Fein⁽²⁾, T. Ferbel⁽²⁹⁾, G. Finocchiaro⁽³¹⁾, H.E. Fisk⁽⁹⁾, E. Flattum⁽¹⁹⁾, G.E. Forden⁽²⁾, M. Fortner⁽²²⁾, P. Franzini⁽⁸⁾, S. Fredriksen⁽³²⁾, S. Fuess⁽⁹⁾, C.S. Gao⁽⁹⁾, T.L. Geld⁽³²⁾, K. Genser⁽⁹⁾, C.E. Gerber⁽⁹⁾, B. Gibbard⁽³⁾, V. Glebov⁽³²⁾, J.F. Glicenstein⁽³⁰⁾, B. Gobbi⁽²³⁾, M. Goforth⁽¹¹⁾, A. Goldschmidt⁽¹⁶⁾, B. Gomez⁽¹⁾, M.L. Good⁽³¹⁾, H. Gordon⁽³⁾, N. Graf⁽³⁾, P.D. Grannis⁽³¹⁾, D.R. Green⁽⁹⁾, J. Green⁽²²⁾, H. Greenlee⁽⁹⁾, N. Grossman⁽¹⁹⁾, P. Grudberg⁽¹⁶⁾, S. Grünendahl⁽²⁹⁾, J.A. Guida⁽³¹⁾, J.M. Guida⁽³⁾, W. Guryñ⁽³⁾, N.J. Hadley⁽¹⁷⁾, H. Haggerty⁽⁹⁾, S. Hagopian⁽¹¹⁾, V. Hagopian⁽¹¹⁾, R.E. Hall⁽⁵⁾, S. Hansen⁽⁹⁾, J.M. Hauptman⁽¹⁵⁾, D. Hedin⁽²²⁾, A.P. Heinson⁽⁵⁾, U. Heintz⁽⁸⁾, T. Heuring⁽¹¹⁾, R. Hirosky⁽²⁹⁾, B. Hoeneisen⁽¹⁾, J.S. Hoftun⁽⁴⁾, T. Hu⁽³¹⁾, J.R. Hubbard⁽³⁰⁾, T. Huehn⁽⁵⁾, S. Igarashi⁽⁹⁾, A.S. Ito⁽⁹⁾, E. James⁽²⁾, J. Jaques⁽²⁴⁾, J.Z.Y. Jiang⁽³¹⁾, T. Joffe-Minor⁽²³⁾, K. Johns⁽²⁾, M. Johnson⁽⁹⁾, H. Johnstad⁽³²⁾, A. Jonckheere⁽⁹⁾, M. Jones⁽¹²⁾, H. Jöstlein⁽⁹⁾, C.K. Jung⁽³¹⁾, S. Kahn⁽³⁾, R. Kehoe⁽²⁴⁾, M. Kelly⁽²⁴⁾, A. Kernan⁽⁵⁾, L. Kerth⁽¹⁶⁾, A. Kholodenko⁽²⁶⁾, A. Kiryunin⁽²⁶⁾, E. Kistenev⁽²⁶⁾, A. Klatchko⁽¹¹⁾, B. Klima⁽⁹⁾, B. Klochkov⁽²⁶⁾, C. Klopfenstein⁽³¹⁾, V. Klyukhin⁽²⁶⁾, V. Kochetkov⁽²⁶⁾, J.M. Kohli⁽²⁵⁾, D. Koltick⁽²⁷⁾, J. Kotcher⁽³²⁾, I. Kotov⁽²⁶⁾, J. Kourlas⁽²⁰⁾, A. Kozelov⁽²⁶⁾, E. Kozlovsky⁽²⁶⁾, M.R. Krishnaswamy⁽³³⁾, S. Krzywdzinski⁽⁹⁾, S. Kunori⁽¹⁷⁾, S. Lami⁽³¹⁾, G. Landsberg⁽³¹⁾, R.E. Lanou⁽⁴⁾, J. Lee-Franzini⁽³¹⁾, H. Li⁽³¹⁾, J. Li⁽³⁴⁾, R.B. Li⁽⁹⁾, Q.Z. Li-Demarteau⁽⁹⁾, J.G.R. Lima⁽⁶⁾, S.L. Linn⁽¹¹⁾, J. Linnemann⁽¹⁹⁾, R. Lipton⁽⁹⁾, Y.C. Liu⁽²³⁾, F. Lobkowicz⁽²⁹⁾, P. Loch⁽²⁾, S.C. Loken⁽¹⁶⁾, S. Lokos⁽³¹⁾, L. Lueking⁽⁹⁾, A.K.A. Maciel⁽⁶⁾,

R.J. Madaras⁽¹⁶⁾, R. Madden⁽¹¹⁾, Ph. Mangeot⁽³⁰⁾, I. Manning⁽⁹⁾, B. Mansoulié⁽³⁰⁾, H.S. Mao⁽⁹⁾, S. Margulies⁽¹³⁾, R. Markeloff⁽²²⁾, L. Markosky⁽²⁾, T. Marshall⁽¹⁴⁾, H.J. Martin⁽¹⁴⁾, M.I. Martin⁽⁹⁾, P.S. Martin⁽⁹⁾, M. Marx⁽³¹⁾, B. May⁽²⁾, A. Mayorov⁽²⁶⁾, R. McCarthy⁽³¹⁾, T. McKibben⁽¹³⁾, J. McKinley⁽¹⁹⁾, X.C. Meng⁽⁹⁾, K.W. Merritt⁽⁹⁾, H. Miettinen⁽²⁸⁾, A. Milder⁽²⁾, C. Milner⁽³²⁾, A. Mincer⁽²⁰⁾, N.K. Mondal⁽³³⁾, H.E. Montgomery⁽⁹⁾, P. Mooney⁽¹⁹⁾, M. Mudan⁽²⁰⁾, C. Murphy⁽¹⁴⁾, C.T. Murphy⁽⁹⁾, F. Nang⁽⁴⁾, M. Narain⁽⁹⁾, V.S. Narasimham⁽³³⁾, H.A. Neal⁽¹⁸⁾, J.P. Negret⁽¹⁾, P. Nemethy⁽²⁰⁾, D. Nešić⁽⁴⁾, D. Norman⁽¹⁷⁾, L. Oesch⁽¹⁸⁾, V. Oguri⁽⁶⁾, E. Oltman⁽¹⁶⁾, N. Oshima⁽⁹⁾, D. Owen⁽¹⁹⁾, M. Pang⁽¹⁵⁾, A. Para⁽⁹⁾, C.H. Park⁽⁹⁾, R. Partridge⁽⁴⁾, M. Paterno⁽³¹⁾, A. Peryshkin⁽⁹⁾, M. Peters⁽¹²⁾, B. Pi⁽¹⁹⁾, H. Piekarz⁽¹¹⁾, Yu. Pischalnikov⁽²⁶⁾, D. Pizzuto⁽³¹⁾, A. Pluquet⁽³⁰⁾, V. Podstavkov⁽²⁶⁾, B.G. Pope⁽¹⁹⁾, H.B. Prosper⁽¹¹⁾, S. Protopopescu⁽³⁾, Y.K. Que⁽⁹⁾, P.Z. Quintas⁽⁹⁾, G. Rahal-Callot⁽³¹⁾, R. Raja⁽⁹⁾, S. Rajagopalan⁽³¹⁾, M.V.S. Rao⁽³³⁾, L. Rasmussen⁽³¹⁾, A.L. Read⁽⁹⁾, S. Repond⁽²²⁾, S. Reucroft⁽²¹⁾, V. Riadovikov⁽²⁶⁾, M. Rijssenbeek⁽³¹⁾, N.A. Roe⁽¹⁶⁾, P. Rubinov⁽³¹⁾, R. Ruchti⁽²⁴⁾, J. Rutherford⁽²⁾, A. Santoro⁽⁶⁾, L. Sawyer⁽³⁴⁾, R.D. Schamberger⁽³¹⁾, D. Schmid⁽³²⁾, J. Sculli⁽²⁰⁾, A. Shkurenkov⁽²⁶⁾, M. Shupe⁽²⁾, J.B. Singh⁽²⁵⁾, V. Sirotenko⁽²²⁾, J. Skeens⁽²⁸⁾, W. Smart⁽⁹⁾, A. Smith⁽²⁾, D. Smith⁽⁵⁾, R.P. Smith⁽⁹⁾, G.R. Snow⁽¹⁸⁾, S. Snyder⁽³¹⁾, J. Solomon⁽¹³⁾, P.M. Sood⁽²⁵⁾, M. Sosebee⁽³⁴⁾, M. Souza⁽⁶⁾, A.L. Spadafora⁽³²⁾, R. Stephens⁽¹⁰⁾, M.L. Stevenson⁽¹⁶⁾, D. Stewart⁽¹⁸⁾, F. Stocker⁽³²⁾, D. Stoyanova⁽²⁶⁾, K. Streets⁽¹⁷⁾, M. Strovink⁽¹⁶⁾, A. Suhanov⁽²⁶⁾, A. Taketani⁽⁹⁾, M. Tartaglia⁽⁹⁾, J. Teiger⁽³⁰⁾, J. Thompson⁽³¹⁾, T.G. Trippe⁽¹⁶⁾, P.M. Tuts⁽⁸⁾, P.R. Vishwanath⁽³³⁾, A. Volkov⁽²⁶⁾, A. Vorobiev⁽²⁶⁾, H.D. Wahl⁽¹¹⁾, D.C. Wang⁽⁹⁾, L.Z. Wang⁽⁹⁾, J. Warchol⁽²⁴⁾, M. Wayne⁽²⁴⁾, H. Weerts⁽¹⁹⁾, W.A. Wenzel⁽¹⁶⁾, A. White⁽³⁴⁾, J.T. White⁽³⁵⁾, J.A. Wightman⁽³⁵⁾, J. Wilcox⁽²¹⁾, S. Willis⁽²²⁾, S.J. Wimpenny⁽⁵⁾, Z. Wolf⁽¹⁰⁾, J. Womersley⁽³²⁾, D.R. Wood⁽⁹⁾, Y. Xia⁽¹⁹⁾, D. Xiao⁽¹¹⁾, P.P. Xie⁽⁹⁾, H. Xu⁽⁴⁾, R. Yamada⁽⁹⁾, P. Yamin⁽³⁾, C. Yanagisawa⁽³¹⁾, J. Yang⁽²⁰⁾, M.J. Yang⁽⁹⁾, T. Yasuda⁽²¹⁾, C. Yoshikawa⁽¹²⁾, S. Youssef⁽¹¹⁾, J. Yu⁽³¹⁾, C. Zeitnitz⁽²⁾, S. Zhang⁽¹⁸⁾, Y.H. Zhou⁽⁹⁾, Q. Zhu⁽²⁰⁾, Y.S. Zhu⁽⁹⁾, D. Zieminska⁽¹⁴⁾, A. Zieminski⁽¹⁴⁾, A. Zinchenko⁽¹⁵⁾, A. Zylberstejn⁽³⁰⁾

Instituições

- (1) Universidad de los Andes, Bogota, Colombia
 (2) University of Arizona, Tucson, Arizona 85721
 (3) Brookhaven National Laboratory, Upton, New York 11973
 (4) Brown University, Providence, Rhode Island 02912
 (5) University of California, Riverside, California 92521
 (6) LAFEX, Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, Rio de Janeiro, Brasil
 (7) CINVESTAV, Mexico City, Mexico
 (8) Columbia University, New York, New York 10027
 (9) Fermi National Accelerator Laboratory, Batavia, Illinois 60510
 (10) University of Florida, Gainesville Florida 32611
 (11) Florida State University, Tallahassee, Florida 32306
 (12) University of Hawaii, Honolulu, Hawaii 96822
 (13) University of Illinois, Chicago, Illinois 60680
 (14) Indiana University, Bloomington, Indiana 47405
 (15) Iowa State University, Ames, Iowa 50011

- (16) Lawrence Berkeley Laboratory, Berkeley, California 94720
- (17) University of Maryland, College Park, Maryland 20742
- (18) University of Michigan, Ann Arbor, Michigan 48109
- (19) Michigan State University, East Lansing, Michigan 48824
- (20) New York University, New York, New York 10003
- (21) Northeastern University, Boston, Massachusetts 02115
- (22) Northern Illinois University, DeKalb, Illinois 60115
- (23) Northwestern University, Evanston, Illinois 60208
- (24) University of Notre Dame, Notre Dame, Indiana 46556
- (25) University of Panjab, Chandigarh 16-00-14, India
- (26) Institute for High Energy Physics, 142-284 Protvino, Russia
- (27) Purdue University, West Lafayette, Indiana 47907
- (28) Rice University, Houston, Texas 77251
- (29) University of Rochester, Rochester, New York 14627
- (30) DAPNIA-CE Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette, France
- (31) State University of New York, Stony Brook, New York 11794
- (32) SSC Laboratory, Dallas, Texas 75237
- (33) Tata Institute of Fundamental Research, Colaba, Bombay 400-005, India
- (34) University of Texas, Arlington, Texas 76019
- (35) Texas A&M University, College Station, Texas 77843

B

Rapidez e Transformações de Lorentz

A rapidez (y), definida por:

$$y = \frac{1}{2} \log \left(\frac{E + p_L}{E - p_L} \right)$$

onde E é a energia de uma partícula resultante de uma colisão $p\bar{p}$ e p_L a projeção de seu momentum na direção do feixe $p\bar{p}$, parece não ter relação com as transformações de Lorentz. Entretanto, para um *boost* de Lorentz na direção do feixe $p\bar{p}$, entre um referencial S e um S' , enquanto a componente transversal (p_T) do momentum é invariante, as componentes longitudinais (p_L e p'_L) e as energias (E e E') estão relacionadas por

$$\begin{cases} p_L = \gamma(p'_L + \beta E) \\ E = \gamma(E' + \beta p'_L) \end{cases}$$

onde β é a velocidade de um referencial com respeito ao outro, e

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

é o chamado fator de Lorentz.

Desde que $\gamma^2 - (\gamma\beta)^2 = 1$, pode-se definir um parâmetro y por:

$$\begin{cases} \cosh y = \gamma \\ \sinh y = (\gamma\beta) \end{cases}$$

Assim, um *boost* de Lorentz pode ser escrito

$$\begin{cases} E = E' \cosh y + p'_L \sinh y \\ p_L = E' \sinh y + p'_L \cosh y \end{cases}$$

ou, numa notação matricial

$$\begin{pmatrix} E \\ p_L \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cosh y & \sinh y \\ \sinh y & \cosh y \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E' \\ p'_L \end{pmatrix}$$

que também pode ser escrita

$$P = (\cosh y \mathcal{I} + \sinh y \mathcal{K}) P'$$

onde $P = \begin{pmatrix} E \\ p_L \end{pmatrix}$

$$P' = \begin{pmatrix} E' \\ p'_L \end{pmatrix}$$

$$\mathcal{I} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$\mathcal{K} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$$

Desde que $\mathcal{K}^2 = \mathcal{I}$ e

$$\begin{aligned} e^{y\mathcal{K}} &= \mathcal{I} + (y\mathcal{K}) + \frac{(y\mathcal{K})^2}{2} + \frac{(y\mathcal{K})^3}{3!} + \dots \\ e^{y\mathcal{K}} &= \underbrace{\left(1 + \frac{y^2}{2} + \dots\right)}_{\cosh y} \mathcal{I} + \underbrace{\left(y + \frac{y^3}{3!} + \dots\right)}_{\sinh y} \mathcal{K} \end{aligned}$$

O *boost* de Lorentz pode ser resumidamente escrito

$$P = e^{y\mathcal{K}} P'$$

Se S' é um referencial tal que $p'_L = 0$,

$$\begin{cases} E = \gamma E' = E' \cosh y = \frac{E'}{2}(e^y + e^{-y}) \\ p_L = \gamma \beta E' = E' \sinh y = \frac{E'}{2}(e^y - e^{-y}) \end{cases}$$

↓

$$e^y = \frac{E + p_L}{E'}$$

↓

$$e^{2y} = \frac{(E + p_L)^2}{E'^2}$$

e M é a massa da partícula

$$E'^2 = M^2 + p_T'^2 = M^2 + p_T^2 = E^2 - (p_T^2 + p_L^2) + p_T^2 = E^2 - p_L^2 = (E + p_L)(E - p_L)$$

↓

$$e^{2y} = \frac{E + p_L}{E - p_L} \quad \Rightarrow \quad y = \frac{1}{2} \log \left(\frac{E + p_L}{E - p_L} \right)$$

ou seja, o parâmetro que descreve um *boost* de Lorentz pode ser associado a rapidez de uma partícula.

Para um *boost* qualquer na direção do feixe $p\bar{p}$.

$$\begin{cases} E + p_L = (\gamma + \beta)(E' + p'_L) \\ E - p_L = (\gamma - \beta)(E' - p'_L) \end{cases}$$

↓

$$\begin{aligned} y &= \frac{1}{2} \log \left[\frac{\gamma + \beta}{\gamma - \beta} \times \frac{E' + p'_L}{E' - p'_L} \right] \\ y &= \underbrace{\frac{1}{2} \log \left(\frac{E' + p'_L}{E' - p'_L} \right)}_{y'} + \underbrace{\frac{1}{2} \log \left(\frac{\gamma + \beta}{\gamma - \beta} \right)}_{\text{constante}} \\ y &= y' + \text{constante} \end{aligned}$$

Desde que no regime de colisão no Tévatron $\beta \approx 1$, ou seja, $\gamma \gg 1$

$$y \approx y'$$

• **Limite em altas energias**

Desde que $p_L = |\vec{p}| \cos \theta$, se a energia de uma partícula for muito maior que a sua massa ($E \gg m$)

$$E \approx |\vec{p}|$$

Nesse caso, a rapidez pode ser escrita

$$y \approx \frac{1}{2} \log \left(\frac{|\vec{p}| + |\vec{p}| \cos \theta}{|\vec{p}| - |\vec{p}| \cos \theta} \right)$$

$$y \approx \frac{1}{2} \log \left(\frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta} \right)$$

$$y \approx \frac{1}{2} \log \left(\frac{\cos^2 \theta / 2}{\sin^2 \theta / 2} \right)$$

$$y \approx \log |\cot \theta / 2|$$

$$y \approx \log |\tan \theta / 2|$$

$$y \approx \eta$$

ou seja, a rapidez tende a pseudo-rapidez.

Na tabela B.1 são mostrados alguns valores típicos de pseudo-rapidez e os correspondentes ângulos polares.

η	θ ($^\circ$)
0,8	48,4
1,0	40,3
1,2	33,5
2,4	10,36
3,6	3,10
4,5	1,27

Tabela B.1: Tabela $\eta \times \theta$

Bibliografia

- [1] DØ Collaboration, S. Abachi *et. al.*, “Observation of the Top Quark”, Fermilab - Pub - 95/028 - E (1995) submetido à Phys. Rev. Lett.
- [2] CDF Collaboration, F. Abe *et. al.*, “Observation of the Top Quark in $p\bar{p}$ Collisions”, Fermilab - Pub - 95/022 - E (1995) submetido à Phys. Rev. Lett.
- [3] DØ Collaboration, S. Abachi *et. al.*, “The DØ Detector”, Nucl. Instr. Meth. **A338**, 185 (1994).
- [4] DØ Collaboration, S. Abachi *et. al.*, “Inclusive μ and b -Quark Production Cross Section in $p\bar{p}$ Collision at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV”, Phys. Rev. Lett. **74**, 3548 (1995)
- [5] UA2 Collaboration, M. Banner *et. al.*, Phys. Lett. **B118**, 203 (1982).
- [6] F. Halzen, A.D. Martin, “Quarks & Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics”, John Wiley & Sons, Inc (1984).
- [7] V.D. Barger, R.J.N. Philips, “Collider Physics”, Addison-Wesley Publishing Company (1987).
- [8] C. Quigg, “Gauge Theories of the Strong, Weak, and Electromagnetic Interactions”, Addison-Wesley Publishing Company (1983).
- [9] R.P. Feynman, M. Gell-Mann, Phys. Rev. **109**, 193 (1958).
- [10] R.P. Feynman, “The Theory of Fundamental Processes”, The Benjamin/Cummings Publishing. Company (1961).
- [11] R.P. Feynman, Phys. Lett. **23**, 1415 (1969).

- [12] R.P. Feynman, "Photon-Hadron Interaction", The Benjamin/Cummings Publishing Company (1972)
- [13] F. Halzen, P. Hoyer, Phys. Lett. **B154**, 324 (1985).
- [14] P. Nason, S. Dawson and R.K. Ellis, Nucl. Phys. **B327**, 49 (1989).
- [15] W. Beenakker, W.L. van Neerven, R. Meng, G.A. Schuler and J. Smith, Nucl. Phys. **B351**, 507 (1991).
- [16] DØ Collaboration, S. Abachi *et. al.*, "A Study of the Strong Coupling Constant Using $W + \text{Jets}$ Processes", (1995), submetido à Phys. Rev. Lett.
- [17] B.R. Webber, "QCD and Jets Physics", Cavendish-HEP-94/15, 27th International Conference on High Energy Physics (proceedings), Glasgow, Scotland (1994).
- [18] M. Schochet, "The Physics of Proton Antiproton Collisions", Lectures from Les Houches Summer School July - 1991, e FNAL-Conf-91/341-E.
- [19] T. Huehn, Seminários sobre a Tese de Doutorado (1993).
- [20] T. Sjöstrand, "Monte Carlo Event Generation for LHC", CERN-TH.6275/91
- [21] F. Paige and S. Protopopescu, BNL Report no. BNL38034, 1986 (não publicado), versão 7.0.
- [22] J.H. Cochran Jr., *Search for Truth in the $e\mu$ channel at DØ*, Tese de Doutorado, State University of New York, Stony Brook (1993).
- [23] J.D. Bjorken, "Particle Physics - Where do we go from here?", Beam Line, Vol. 22, 4 (1992).
- [24] CTEQ Collaboration, J. Botts *et. al.*, Phys. Lett. **B304**, 159 (1993).

- [25] C. Peterson, D. Schlatter, I. Schmitt, P.M. Zerwas, Phys. Rev. D **27**, 105 (1983);
- [26] J. Chrin, Z. Phys. C **36**, 163 (1987)
- [27] R.D. Field, R.P. Feynman, Nucl. Phys. **B136**, 1 (1978)
- [28] R.D. Field, "Applications of Perturbative QCD", Addison-Wesley Publishing Company (1989).
- [29] S. Squarcia, "Heavy Flavor Physics at LEP", CERN-PPE/94-69 (1994).
- [30] UA1 Collaboration, C. Albajar *et. al.*, Phys. Lett. **B213**, 405 (1988); **B256**, 121 (1991).
- [31] T. Huehn, *A Study of $\pi/K \rightarrow \mu\nu$ In-Flight Decay Backgrounds in the Central Region, $|\eta| < 0.76$* , DØ Note 1288. May 16, 1992.
- [32] UA2 Collaboration, M. Banner *et. al.*, Phys. Lett. **B122**, 322 (1983).
- [33] UA5 Collaboration, G.J. Alner *et. al.*, Nucl. Phys. **B258**, 505 (1985).
- [34] J.G.R. Lima, "Estudo da Seção de Choque de Produção Inclusiva de Múons a Baixos Ângulos em Colisões $p\bar{p}$ a $\sqrt{s} = 1.8$ TeV", Tese de Doutorado, CBPF (1995).
- [35] CDF Collaboration, F. Abe *et. al.*, Phys. Rev. Lett. **68**, 3403 (1992); **69**, 3704 (1992); **71**, 500, 2396, 2537 (1993); Phys. Rev. D **50**, 4252 (1994).
- [36] S. Snyder, "The DØ Detector", DØ Note # 2500 (1995).
- [37] C. Brown *et al.*, "DØ Muon System With Proportional Drift Tube Chambers", Nucl. Instr. Meth. **A279**, 331 (1989).
- [38] D. F. Anderson, H. K. Arvela, A. Breskin, G. Charpak, "A Simple "Vernier" Method for Improving the Accuracy of Coordinate Readout in Large Wire Chambers", Nucl. Instr. Meth. **224**, 315 (1984).

- [39] D. Green, H. Haggerty, S. Hansen, M. Takasaki, "Accurate 2 Dimensional Drift Tube Readout Using Time Division and Vernier Pads", Nucl. Instr. Meth. **A256**, 305 (1987).
- [40] DØ Collaboration, M. Fortner *et al.*, IEEE Trans. on Nucl. Science **38**, 480 (1991).
- [41] PAW, the Complete Reference (1.07), CERN Program Library Q121 (1993).
- [42] J. Linnemann, "Plotting and Fitting Binned Data", (não publicado) (1994).
- [43] G.D. Lafferty, T.R. Wyatt, "Where to Stick Your Data Points: The Treatment of Measurements Within Wide Bins", CERN-PPE/94-72 (1994).
- [44] V.D. Elvira *et al.*, "Smearing Correction to the Jet Cross Sections", DØ Note # 2247 (1994).
- [45] G. D'Agostini, "A Multidimensional Unfolding Method Based on Bayes' Theorem", DESY 94-099, June 1994.
- [46] DØ Collaboration, P. Quintas, "Measurement of W and Z Production Cross-Sections in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV," Proceedings of DPF 1994, and FNAL-Conf-94/341-E.
- [47] Particle Data Group, L. Montanet *et al.*, "Review of Particle Properties", Phys. Rev. D **50**, 1173 (1994).
- [48] OPAL Collaboration, R. Akers *et al.*, Z. Phys. C **60**, 199 (1993).
- [49] A. Martin, R. Roberts, J.W. Stirling, Phys. Rev. D **47**, 867 (1993).

**“PRODUÇÃO INCLUSIVA DE BOTTOM EM COLISÕES
 $p\bar{p}$ A $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$ NA REGIÃO CENTRAL DO DETECTOR DØ”**

Vitor Oguri

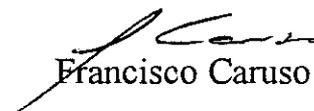
Tese de Doutorado apresentada no Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, do Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico, fazendo parte da Banca Examinadora os seguintes professores:


Alberto Franco de Sá Santoro - Presidente


Bruto Max Pimentel Escobar


Leandro Salazar de Paula


Anna Maria Freire Endler


Francisco Caruso Neto

Rio de Janeiro, 25 de agosto de 1995